Aix*Marseille université
Socialement engagée

NNT : 2023AIXM0001

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue à Aix-Marseille Université
le 30 octobre 2024 par

Jean LE GRAET

Modélisation avancée de la réponse pixel des détecteurs CMOS : décorrélation des paramètres et application à Euclid et SVOM.

Discipline
Physique et sciences de la matière

Spécialité
Instrumentation

École doctorale
Physique et sciences de la matière (ED 352)

Laboratoire/Partenaires de recherche
Centre de Physique des Particules de Marseille
UMR 7346
Centre National de la Recherche Scientifique
Centre National d'Études Spatiales

Composition du jury

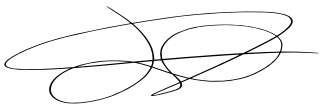
Didier Tiphène Astronome à l'Observatoire de Paris	Rapporteur
René Doyon Professeur à l'université de Montréal	Rapporteur
Olivier Gravrand Directeur de recherche au CEA-Leti	Examinateur
Cristinel Diaconu Directeur de recherche au CPPM	Président du jury
Éric Kajfasz Directeur de recherche au CPPM	Directeur de thèse
Aurélia Secroun Ingénieure de recherche au CPPM	co-Directrice de thèse

Affidavit

Je soussigné, Jean Le Graët, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est mon propre travail, réalisé sous la direction scientifique de Éric Kajfasz et d'Aurélia Secroun, dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect à la fois de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche et de la charte d'Aix-Marseille Université relative à la lutte contre le plagiat.

Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Marseille le 2 Septembre 2024.



Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International.

Liste de publications et participation aux conférences

Liste des publications réalisées dans le cadre du projet de thèse :

1. J. Le Graët, A. Secroun, R. Barbier, W. Gillard, J.-C. Clémens, S. Conseil, S. Escoffier, S. Ferriol, N. Fourmanoit, E. Kajfasz, S. Kermiche, B. Kubik, G. Smadja, J. Zoubian (Aug. 2022). "Euclid Near Infrared Spectro-Photometer : spatial considerations on H2RG detectors interpixel capacitance and IPC corrected conversion gain from on-ground characterization". Proc. SPIE, X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X. *arXiv* : 2209.01831 [astro-ph], p. 98. doi : 10.1117/12.2628974. URL : http://arxiv.org/abs/2209.01831
2. J. Le Graët, A. Secroun, M. Tourneur-Silvain, E. Kajfasz, J.-L. Atteia, O. Boulade, A. Nouvel de la Flèche, H. Geoffray, W. Gillard, S. Escoffier, F. Fortin, N. Fourmanoit, S. Kermiche, H. Valentin, J. Zoubian (Sept. 2024). "Toward a universal characterization methodology for conversion gain measurement of CMOS APS : application to Euclid and SVOM". Proc. SPIE, X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy XI. doi : 10.1117/12.3020095. URL : http://arxiv.org/abs/2409.03374
3. J. Le Graët, A. Secroun, W. Gillard, N. Fourmanoit, S. Escoffier, E. Kajfasz, S. Kermiche, B. Kubik, M. Tourneur-Silvain, J. Zoubian and the Euclid consortium (2024). "Euclid : Methodology for derivation of IPC-corrected conversion gain for nonlinear CMOS APS". Accepté pour publication par le consortium Euclid.

Participation aux conférences au cours de la période de thèse :

1. 17-22 Juillet 2022 : Présentation au SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation, Montréal, Québec, Canada. "Euclid Near Infrared Spectro-Photometer : spatial considerations on H2RG detectors interpixel capacitance and IPC corrected conversion gain from on-ground characterization". URL : X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy XI
2. 7-9 Juin 2023 : Présentation au CNES workshop Infrared detection for space application, Toulouse, France. "Euclid NISP H2RGs : Spatial Insights into their Performance from Ground Characterization". URL : Infrared detection for space applicatinos
3. 16-21 Juin 2024 : Poster au SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation, Yokohama, Japon. "Toward a universal characterization methodology for conversion gain measurement of CMOS APS : application to Euclid and SVOM". URL : X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X

Résumé

Les progrès en astronomie et cosmologie dépendent fortement de la performance des détecteurs utilisés pour capturer les signaux lumineux de l'univers. Les capteurs d'images CMOS ou CIS (CMOS Image Sensors) jouent aujourd'hui un rôle central dans les observations depuis les rayons X jusqu'à l'infrarouge. La précision des mesures obtenues avec les CIS exige une modélisation rigoureuse de la réponse des pixels à un flux lumineux. Toutefois, cette modélisation est complexe en raison de la variabilité des caractéristiques des pixels et des différentes interactions physiques ayant lieu dans le détecteur. Ces interactions, telles que la capacité interpixel ou la non-linéarité de la réponse des pixels, introduisent des corrélations entre les paramètres du modèle, créant ainsi des erreurs systématiques sur l'estimation du flux lumineux.

Cette thèse présente le développement de méthodes avancées de caractérisation des CIS pour améliorer la modélisation de la réponse des pixels et corriger les biais systématiques qui affectent la précision des observations astronomiques et cosmologiques. L'approche repose sur une analyse détaillée du comportement des pixels afin d'identifier les principales sources d'erreurs systématiques, en se concentrant sur l'IPC, la non-linéarité et leurs effets sur l'estimation du gain de conversion. De nouvelles méthodes de correction sont introduites pour décorréler l'IPC et la non-linéarité dans la mesure du gain de conversion. Ces méthodes incluent la déconvolution de l'IPC au niveau du pixel, la correction spécifique de l'effet de l'IPC sur le gain, ainsi que des modèles de mean-variance non linéaire (NL2 et NL3) qui permettent une estimation plus précise du gain. Ces méthodes sont rigoureusement validées à l'aide des données issues du détecteur H2RG de la mission Euclid et du détecteur ALFA de la mission SVOM, démontrant leur efficacité à réduire les biais et à améliorer la précision des modèles.

Notamment, la mesure de l'IPC par pixel a révélé des variations spatiales importantes, mettant en évidence l'importance d'une caractérisation précise à l'échelle du pixel pour éviter l'introduction de biais dans les modèles de réponse. Pour le détecteur H2RG, les méthodes de déconvolution et de correction ont permis de mieux comprendre l'influence des structures internes, comme la présence d'époxy, sur les performances des pixels. De plus, les méthodes de mean-variance non linéaire ont démontré leur efficacité à corriger les effets de la non-linéarité sur les mesures de gain, améliorant ainsi la modélisation et la qualité des données collectées. Finalement, les nouvelles méthodes corrigent un biais de 9% sur la mesure du gain de conversion pour le détecteur H2RG et de 8% pour le détecteur ALFA, confirmant l'importance de ces corrections.

Mots clés : CMOS APS, détecteur, caractérisation, modélisation, réponse pixel, Euclid.

Abstract

Advances in astronomy and cosmology heavily depend on the performance of detectors used to capture the light signals from the universe. CMOS Image Sensors (CIS) play a central role today in observations ranging from X-rays to infrared. The accuracy of measurements obtained with CIS requires a rigorous modeling of the pixel response to a light flux. However, this modeling is complex due to the variability of pixel characteristics and the various physical interactions occurring within the detector. These interactions, such as interpixel capacitance (IPC) or pixel response non-linearity, introduce correlations between model parameters, thereby creating systematic errors in the estimation of the light flux.

This thesis presents the development of advanced characterization methods for CIS to improve the modeling of pixel response and correct the systematic biases that affect the accuracy of astronomical and cosmological observations. The approach relies on a detailed analysis of pixel behavior to identify the main sources of systematic errors, focusing on IPC, non-linearity, and their effects on the estimation of the conversion gain. New correction methods are introduced to decorrelate IPC and non-linearity in the measurement of the conversion gain. These methods include the deconvolution of IPC at the pixel level, specific correction of the IPC effect on the gain, and non-linear mean-variance models (NL2 and NL3) that allow for a more accurate estimation of the gain. These methods are rigorously validated using data from the H2RG detector of the Euclid mission and the ALFA detector of the SVOM mission, demonstrating their effectiveness in reducing biases and improving the accuracy of the models.

The pixel-level IPC measurements revealed significant spatial variations, underscoring the importance of precise pixel-scale characterization to prevent biases in response models. For the H2RG detector, the deconvolution and correction methods provided insights into the influence of internal structures, such as epoxy layers, on pixel performance. Additionally, the non-linear mean-variance methods effectively correct the non-linearity effects on gain measurements, enhancing the modeling accuracy and the quality of the collected data. Ultimately, the new methods correct a bias of 9% in conversion gain measurements for the H2RG detector and 8% for the ALFA detector, highlighting the critical importance of these corrections.

Keywords: CMOS APS, detector, characterization, modeling, pixel response, Euclid.

Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais grandement remercier le Centre de Physique des Particules de Marseille qui m'a accueilli pendant plus de 3 ans pour réaliser cette thèse. Je n'aurais su rêver meilleur endroit pour commencer mon parcours. Merci à tout le personnel du CPPM qui a grandement participé à mon épanouissement et donc à la réussite de cette thèse. Je remercie également Cristinel Diaconu le directeur du laboratoire qui a également été le président de mon jury. Merci en particulier aux somptueux joueurs de football du CPPM. Je tiens également à remercier toute l'équipe Euclid qui m'a accueilli à bras ouverts et avec qui j'ai passé de super moments notamment en consortium meeting. Vos bons conseils m'ont beaucoup aidé durant ces 3 années. Merci également à tous les doctorants et post-doctorants qui ont participé à créer cette ambiance si incroyable au CPPM, en particulier Marie Matrix, Simone, Damiano, Lucas et Andy. Merci aussi au meilleur des post doc, Big H, pour ton énergie sans limites pour organiser et participer à tous les événements possibles, même si ça m'a coûté quelques points de vie.

Avant de finir le tour des personnes du labo à remercier, je veux remercier mes 2 directeurs de thèses, Aurélia Secroun et Éric Kajfasz. Aurélia, merci beaucoup pour m'avoir accompagné tout au long de la thèse, tu as été une super directrice qui a su me laisser explorer, mais également qui a su me guider lorsque que c'était nécessaire. J'ai beaucoup appris à tes côtés pendant 3 ans et j'espère que nous continuerons à collaborer dans le futur. Éric, merci pour ton suivi et tous tes conseils qui m'ont été extrêmement utiles durant ces 3 ans.

Pour finir en beauté sur le CPPM, merci infiniment à la fournée de thésards de 2021. Je n'aurais jamais pensé rencontrer des personnes aussi exceptionnelles que vous pendant ma thèse. Merci à Tutur le gros cerveau, j'espère que j'aurai la chance de te revoir dans ton habitat naturel : l'appartement de Maxime. Merci aussi à Gaya, le thésard le plus mignon de France. Merci à Grumpy Grode pour son imagination débordante et pour sa bonne humeur contagieuse. Merci aussi à Luc pour ton optimisme inépuisable et ton QI football impressionnant. Merci à Marie de toujours rire à mes blagues et d'être toujours là pour ses potes. Merci Maxime d'être le numéro 1 des beaufs du labo, tu l'as bien mérité. Blague à part, merci pour toutes nos discussions à 6h du matin, tu es devenu comme un frère pour moi. Merci également Tyannos pour ta folie et pour tout ce quality time passé ensemble. Finalement, merci au magnifique chauve Vincenzo.

Bien sûr, énormément de personnes en dehors du CPPM ont grandement contribué à la réussite de cette thèse. Tout d'abord merci à tous mes amis de Bretagne qui m'ont toujours soutenu tout au long de mon parcours et qui m'ont aidé à aller de l'avant dans les moments difficiles. Merci beaucoup à ceux qui sont venus me soutenir pour la toute dernière étape de cette thèse, ça a été exceptionnel. Merci aussi à ceux que j'ai rencontrés

le long de mes études supérieures, particulièrement Zak et Thierry.

Pour terminer, j'aimerais remercier ma famille. Merci à mon frère Alan et ma sœur Awen de m'avoir supporté pendant ces 3 années. Merci à mes parents sans qui bien sûr rien de tout ceci n'aurait été possible. Merci d'avoir continué à me soutenir malgré la route très sinueuse qui m'a amené jusqu'à la thèse, je vous aime. Et pour finir avec une beauté, merci infiniment à toi Juliette. Je te serais à jamais reconnaissant de m'avoir poussé à continuer même quand cela me semblait impossible. Jamais je n'en serais arrivé ici sans toi, je t'aime.

Table des matières

Affidavit 2

Liste de publications et participation aux conférences 3

Résumé 5

Abstract 6

Remerciements 7

Table des matières 9

Table des figures 12

Liste des tableaux 16

Introduction 17

1. Enjeux et perspectives de la modélisation de la réponse des CIS en astronomie et cosmologie 20

1.1. CIS en astronomie et en cosmologie . . . 22
1.1.1. Les détecteurs pixels, du CCD au CMOS . . . 22
1.1.2. Domaines d'applications . . . 25
1.1.3. Spécifications requises . . . 26
1.2. La modélisation de la réponse des CIS . . . 28
1.2.1. Estimation du flux photonique . . . 28
1.2.2. Nécessité d'un modèle de réponse pixel précis . . . 29
1.2.3. Caractérisation des détecteurs . . . 29
1.3. Les limites de la caractérisation actuelle . . . 31
1.3.1. Caractérisation au niveau pixel . . . 31
1.3.2. Erreur systématique due à un défaut du modèle . . . 31
1.3.3. Corrélation entre les différents phénomènes physiques . . . 32
1.4. Conclusion . . . 32

2. La réponse pixel d'un CIS 34

2.1. Fonctionnement d'un pixel d'un capteur CIS . . . 36
2.1.1. Principe de fonctionnement d'une photodiode . . . 36
2.1.2. Architecture de la chaîne de détection . . . 43

2.2. Modélisation standard de la réponse du pixel 50
2.2.1. Modèle simple : du photon à l'ADU 50
2.2.2. Bruit de mesure et défauts du pixel 52
2.2.3. Les défauts d'une matrice de pixels 59
2.2.4. Les limites du modèle actuel de réponse pixel 61
2.3. Conclusion 62

3. La caractérisation des détecteurs CIS 64
3.1. Moyens de caractérisation 65
3.1.1. Stratégie d'acquisition des données 65
3.1.2. Exemple du banc de test du CPPM 67
3.1.3. Détecteur H2RG d'Euclid et ALFA : les données disponibles . . 70
3.2. Méthodes d'analyse 73
3.2.1. Méthode d'analyse standard 74
3.2.2. Méthode en développement 75
3.2.3. Le cross talk 76
3.2.4. Le gain de conversion 80
3.3. Conclusion 84

4. Mesure de la capacité interpixel (IPC) des détecteurs IR d'Euclid et de SVOM/Cagire 86
4.1. Méthode SPR adaptée à Euclid 87
4.1.1. La méthode SPR 88
4.1.2. Signal transitoire après reset 89
4.1.3. Correction du bruit de mode commun 93
4.1.4. Incertitude sur la mesure de l'IPC 96
4.2. Méthode d'obtention du crosstalk pour le détecteur ALFA 98
4.2.1. Principe de la méthode de Finger 98
4.2.2. Soustraction d'un signal de fond 99
4.3. Résultats et interprétations 106
4.3.1. IPC médian sur le détecteur 106
4.3.2. Variations spatiales de l'IPC 108
4.3.3. Améliorations possibles 112
4.4. Conclusion 112

5. Correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain 114
5.1. Correction sur les données brutes 115
5.1.1. Déconvolution naïve par pixel 115
5.1.2. Validation de la méthode sur les H2RGs d'Euclid 117
5.2. Correction sur le gain 119
5.2.1. Nouvelle correction du biais créé par l'IPC sur la mesure du gain 119
5.2.2. Validation de la méthode 121

5.3. Résultats et discussion . . . 123
5.3.1. Données utilisées . . . 123
5.3.2. Résultat de la correction de l'IPC sur la mesure du gain . . . 124
5.3.3. Discussion . . . 125
5.4. Conclusion . . . 128

6. Prise en compte de la NL de la réponse pixel pour une mesure non biaisée du gain de conversion 129
6.1. Mean-var non-linéaire . . . 130
6.1.1. NL2 mean-variance . . . 131
6.1.2. NL3 mean-variance . . . 133
6.2. Validation des méthodes . . . 134
6.2.1. Dépendance de la mesure de gain à la charge intégrée . . . 134
6.2.2. Tests statistiques . . . 136
6.3. Gain de conversion non biaisé d'ALFA et du H2RG d'Euclid . . . 139
6.3.1. Effet de la prise en compte de la non-linéarité de la réponse pixel 139
6.3.2. Intérêt d'un gain par superpixel non biaisé . . . 141
6.4. Dépendance du gain aux facteurs externes . . . 144
6.4.1. Dépendance à la température . . . 144
6.4.2. Dépendance à la longueur d'onde . . . 148
6.5. Conclusion . . . 150

Conclusion et perspectives 152

Bibliographie 157

ANNEXES 169

A. Incertitude sur la mesure du flux 170
A.1. CDS . . . 170
A.2. Fowler-M . . . 171

B. Cartes des matrices d'IPC par pixel 174

Table des figures

1. Piliers de la création par les instruments MIRI ET NIRCam du James Webb Space Telescope.. *Crédits : NASA, ESA, CSA, STScI* 18

1.1. Champ profond du télescope spatial Hubble. *Crédits : NASA, ESA, S. Beckwith et l'équipe HUDF (STScI), et B. Mobasher (STScI).* 23
1.2. Schéma d'un pixel d'un CIS hybridé, la couche sensible et le circuit de lecture sont mis en contact électrique par une bille d'indium. 25
1.3. Spectre électromagnétique. 25
1.4. Rampe de signal d'un pixel d'un CIS. 28

2.1. Structure de bandes idéale d'un semi-conducteur 37
2.2. Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde des photons incidents pour différents semi-conducteurs. Tirée de [43] 39
2.3. Schéma d'une jonction PN à l'équilibre. 40
2.4. Schéma d'une capacité MOS. 42
2.5. Architecture simplifiée de la chaîne de détection d'un pixel d'un capteur CIS monolithique à gauche et hybridé à droite. 44
2.6. Largeur de la bande interdite de différents semi-conducteurs utilisés dans l'IR proche en fonction de leur constante de réseau. Tirée de [11]. . . . 45
2.7. Schéma d'un transistor MOSFET. 47
2.8. Architecture d'un amplificateur à drain commun ou SFD. 48
2.9. Modes de lecture d'un pixel, en haut à gauche UTR, en haut à droite Fowler-M et en bas MACC(n,m,d) 55

3.1. Représentation du cryostat et de ses différents sous systèmes. 69
3.2. Visualisation de la méthode SPR. 73
3.3. Corrélation dans la différence de deux rampes acquises identiquement pour une zone de faible persistance et une zone de forte persistance. . . 79
3.4. Médiane sur les pixels de la différence entre le signal frame à frame de 2 rampes consécutives. 84

4.1. Exemple de l'image ΔI pour la grille numéro 23. 89
4.2. Orientation de l'image du détecteur H2RG pendant la caractérisation au CPPM. 90
4.3. Rampes SPR pour un pixel reset, un pixel adjacent et un pixel plus éloigné du pixel reset pour la ligne 560. 90

4.4. Rampes SPR pour un pixel reset, un pixel adjacent et un pixel plus éloigné du pixel reset pour la ligne 24. 91
4.5. Différence de signal entre les images 16 et 17 pour la 32ème rangée. . . 92
4.6. Intensité du pulse en fonction de la ligne. 92
4.7. Pixels non affectés par l'IPC avant (haut) et après (bas) correction. . . . 94
4.8. Histogramme des pixels non affectés par l'IPC avant et après correction. 95
4.9. Diagramme en boîte de la méthode de Finger adaptée au détecteur ALFA. 99
4.10. Image de différence $F_{\text{no-rst}}(ADU) - F_{\text{rst}}(ADU)$ pour une mesure de la grille de pixels numéro 19. 100
4.11. Mesure CDS de $F_{\text{no-rst}}(ADU)$ à gauche et $F_{\text{rst}}(ADU)$ à droite zoomé sur la rayure. 101
4.12. Rampes différentielles médianes des pixels non affectés par l'IPC pour les acquisitions sans et avec reset permanent et leur différence. Les rampes différentielles médianes sont moyennées sur les 200 mesures. . 102
4.13. Pixels utilisés pour effectuer la correction du fond. 104
4.14. Histogramme des pixels non affectés par l'IPC avant et après correction. 104
4.15. Pixels non affectés par l'IPC avant (haut) et après (bas) correction. . . . 105
4.16. Matrice d'IPC médiane pour le détecteur H2RG d'Euclid (gauche) et le détecteur ALFA (droite). Les incertitudes sont de 1.10^{-4} pour le coefficient central et 4.10^{-5} pour les coefficients α_i du détecteur H2RG et 1.10^{-3} pour le coefficient central et 4.10^{-4} pour les coefficients α_i du détecteur ALFA. 107
4.17. Histogramme et carte du coefficient central de la matrice h d'IPC par pixel pour le détecteur H2RG d'Euclid. 109
4.18. Histogramme et carte du coefficient central de la matrice h d'IPC par pixel pour le détecteur ALFA. 110
4.19. Valeur médiane du coefficient central d'IPC pour les lignes comprises entre 1500 et 200 en fonction de la colonne (à gauche) et pour les colonnes comprises entre 250 et 750 en fonction de la ligne (à droite) pour le détecteur H2RG et ALFA. 111
4.20. Valeur médiane du coefficient central d'IPC pour les lignes comprises entre 1500 et 200 en fonction de la colonne pour le détecteur H2RG et zoom sur les colonnes comprises entre 750 et 970. 111

5.1. Histogramme (à gauche) et carte (à droite) du pourcentage de signal détecté sur le pixel central après correction IPC par pixel. Une loi normale peut être ajustée au pic principal avec une valeur moyenne de 1. 118
5.2. Histogramme (à gauche) et carte (à droite) du pourcentage de signal détecté sur le pixel central après correction IPC utilisant un noyau IPC médian. 118
5.3. Pipeline utilisé pour valider la méthode de correction du gain par le coefficient k. 122

5.4. Carte et histogramme de la différence (en %) entre la carte de gain de référence et la carte de gain de test. 124
5.5. Histogramme et carte du gain de conversion avant correction d'IPC du détecteur H2RG d'Euclid. 126
5.6. Histogramme et carte du gain de conversion après correction d'IPC du détecteur H2RG d'Euclid. 126
5.7. Histogramme et carte du gain de conversion avant correction d'IPC du détecteur ALFA. 127
5.8. Histogramme et carte du gain de conversion après correction d'IPC du détecteur ALFA. 127

6.1. Gain de conversion moyen sur tous les pixels des détecteurs H2RG (à gauche) et ALFA (à droite) mesuré à différentes charges intégrées par mean-variance classique. 132
6.2. Gain de conversion, obtenu par les trois méthodes mean-variance (classique, NL2 et NL3), moyenné sur tous les superpixels du H2RG d'Euclid en fonction de la charge intégrée. Pour chaque méthode, une régression linéaire et son intervalle de confiance à 1-sigma sont tracés. 135
6.3. Gain de conversion, obtenu par les trois méthodes mean-variance (classique, NL2 et NL3), moyenné sur tous les superpixels d'ALFA en fonction du signal intégré. Pour chaque méthode, une régression linéaire et son intervalle de confiance à 1-sigma sont tracés. 135
6.4. H2RG : Distribution du pourcentage de courbes de mean-variance qui passent le test de Fisher partiel pour deux tests : NL2 mean-var vs. mean-var classique (en orange) et NL3 mean-var vs. NL2 mean-var (en bleu). 138
6.5. ALFA : Distribution du pourcentage de courbes de mean-variance qui passent le test de Fisher partiel pour deux tests : NL2 mean-var vs. mean-var classique (en orange) et NL3 mean-var vs. NL2 mean-var (en bleu). 138
6.6. Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur H2RG d'Euclid mesuré par mean-variance classique. 140
6.7. Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur H2RG d'Euclid mesuré par NL3 mean-variance. 140
6.8. Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur ALFA mesuré par mean-variance classique. 142
6.9. Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur ALFA mesuré par NL2 mean-variance. 142

6.10. QE relative normalisée du détecteur H2RG obtenue avec un gain moyen sur le détecteur (à gauche) et un gain par super pixel (à droite). 144
6.11. QE relative normalisée du détecteur ALFA obtenue avec un gain moyen sur le détecteur (à gauche) et un gain par super pixel (à droite). 145
6.12. Gain de conversion du détecteur H2RG obtenu aux températures de 80K, 85K et 90K et leurs différences. La moyenne de chacune des 3 cartes de différence est inférieure à $3\,10^{-3}\,e^{-}.ADU^{-1}$. 146
6.13. Gain de conversion du détecteur ALFA obtenu aux températures de 95K et 100K et leur différence. La moyenne de la carte de différence est inférieure à $3\,10^{-2}\,e^{-}.ADU^{-1}$. 147
6.14. Gain de conversion du détecteur H2RG mesuré par NL3 mean-variance pour des longueurs d'ondes allant de $1\,\mu$m à $1.95\,\mu$m. 149
6.15. Coefficient de non linéarité β (e^{-}) du détecteur H2RG mesuré par NL3 mean-variance pour des longueurs d'ondes allant de $1\,\mu$m à $1.95\,\mu$m. . 149

B.1. Pixels utilisés pour effectuer la correction du fond du détecteur H2RG. . 175
B.2. Pixels utilisés pour effectuer la correction du fond du détecteur ALFA. . 176

Liste des tableaux

1.1. Spécifications détaillées des détecteurs pour différentes missions 27

2.1. Exemple de semi-conducteurs utilisés dans les détecteurs CMOS, avec leur énergie de gap et la longueur d'onde de coupure correspondante. . . 38

3.1. Récapitulatif des performances clés du banc de test 70

4.1. Valeur médiane de l'IPC centrale pour le détecteur H2RG d'Euclid à 3 tensions de reset différentes. 108

5.1. Critères de sélection des données utilisées pour la mesure du gain de conversion du détecteur H2RG d'Euclid. 121

5.2. Critères de sélection des données utilisées pour la mesure du gain de conversion du détecteur ALFA. 124

Introduction

À mesure que l'astronomie et la cosmologie progressent, la frontière des avancées scientifiques est souvent définie par la qualité des instruments d'observation employés. En particulier, pour les domaines de longueur d'onde allant des rayons X à l'infrarouge lointain, la précision des observations dépend de manière critique de la performance des détecteurs utilisés pour capturer les signaux lumineux de l'univers. Parmi ceux-ci, les détecteurs CMOS APS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor Active Pixel Sensors), également appelés CIS (CMOS Image Sensors), ont joué un rôle crucial notamment dans l'astronomie infrarouge (IR). Contrairement aux dispositifs à transfert de charge (CCD) utilisant uniquement du silicium, la possibilité de concevoir les CIS avec différents matériaux a permis de révolutionner l'astronomie IR en atteignant des images d'une précision comparable à celle obtenue dans le visible avec les CCDs. L'image des piliers de la création prise par les instruments MIRI et NIRCam du James Webb Space Telescope sur la figure 1 en est un parfait exemple. Aujourd'hui, le perfectionnement des processus de fabrication de la couche sensible aux photons, ainsi que les avancements dans la conception des circuits de lecture, ont permis d'augmenter l'efficacité de la conversion des photons en électrons et de diminuer le bruit de lecture des CIS. En plus des différents avantages des CIS, comme la capacité de lire chaque pixel de manière indépendante où la faible consommation d'énergie, ces améliorations ont permis la démocratisation de ce type de détecteur dans les domaines allant des rayons X à l'IR. Cependant, pour exploiter pleinement les avantages de ces détecteurs et garantir la qualité des données acquises, il est crucial de modéliser avec précision la réponse de chaque pixel. En effet, pour estimer le flux lumineux reçu par le détecteur, il est nécessaire de connaître avec une grande précision son comportement. Chaque pixel d'un détecteur CIS possède ses propres caractéristiques influençant la conversion des photons en signaux électriques puis en signaux numériques. Cette variabilité peut introduire des biais significatifs dans les observations si elle n'est pas correctement prise en compte. La modélisation de la réponse pixel est donc essentielle pour corriger ces biais et optimiser les performances des détecteurs dans des conditions d'observation variées. Cette modélisation précise de la réponse des pixels repose toutefois sur une caractérisation rigoureuse des détecteurs, une tâche rendue complexe par les interactions physiques qui se produisent au sein de chaque pixel. Ces interactions, telles que le couplage capacitif entre pixels voisins ou les effets de diffusion de charge, créent des corrélations entre les différents paramètres de la réponse des pixels. Ces corrélations rendent difficile l'estimation indépendante de chaque paramètre, augmentant ainsi le risque d'erreurs systématiques qui affectent la qualité des mesures. Cette thèse a donc pour objectif de développer de nouvelles approches de caractérisation par pixel permettant de décorréler les paramètres de la réponse des



FIGURE 1. – Piliers de la création par les instruments MIRI ET NIRCam du James Webb Space Telescope..
Crédits : NASA, ESA, CSA, STScI

pixels des détecteurs CIS, afin de minimiser les erreurs systématiques et d'améliorer la précision des observations astronomiques et cosmologiques.

Cette thèse s'articule en 6 chapitres pour répondre à cette problématique. Le premier chapitre introduit les CIS, leur évolution à partir des technologies CCD, et leur importance croissante dans les missions d'astronomie et de cosmologie. Nous discutons des domaines d'application, des spécifications techniques nécessaires et des défis liés à la modélisation précise de leur réponse. Ce chapitre met également en lumière les limites des méthodes de caractérisation actuelles et l'impact de ces limites sur la précision des observations scientifiques. Le second chapitre se concentre sur le fonctionnement détaillé des pixels des détecteurs CIS, de la photodiode à l'architecture complète de la chaîne de détection. Nous explorons le modèle de réponse pixel à l'état de l'art et discutons des divers défauts

qui affectent cette réponse, comme le bruit de mesure et le crosstalk, en soulignant les limitations de ce modèle dans des conditions environnementales variables. Le troisième chapitre traite des méthodes de caractérisation avancées utilisées, en particulier pour les missions Euclid et SVOM. Nous examinons les stratégies d'acquisition des données, les installations de test, et les différentes méthodes d'analyse appliquées pour estimer précisément les paramètres du modèle de réponse pixel. Dans le quatrième chapitre, nous prenons l'exemple de la mesure de l'IPC pour démontrer la complexité de la caractérisation appliquée à des CIS différents. Nous détaillons les méthodes spécifiques adaptées aux détecteurs de différentes missions, les défis rencontrés, et les résultats obtenus, illustrant l'efficacité des approches et proposant des améliorations. Le cinquième chapitre se concentre sur des méthodes innovantes pour corriger l'effet de l'IPC sur les données brutes et sur la mesure du gain. Nous validons ces méthodes à travers des applications sur un détecteur IR de la mission Euclid et sur le détecteur ALFA de la mission SVOM. Les résultats de l'application de ces méthodes mettent en lumière l'amélioration de la précision des mesures de gain et leur impact sur la fiabilité des données scientifiques. Finalement, le dernier chapitre traite de l'impact de la non-linéarité de la réponse des pixels sur la mesure du gain de conversion. Nous présentons de nouvelles méthodes qui intègrent ces effets non-linéaires pour obtenir des estimations de gain non biaisées. Une fois ces méthodes validées, notamment grâce à des tests statistiques, elles sont appliquées aux détecteurs H2RG et ALFA pour obtenir une mesure du gain de conversion décorrélée de l'IPC et de la non-linéarité des pixels. Nous utilisons ensuite cette mesure pour montrer comment la décorrélation des paramètres de la réponse pixels permet d'améliorer la précision du modèle, mais aussi de comprendre l'origine physique de différents défauts des pixels.

1. Enjeux et perspectives de la modélisation de la réponse des CIS en astronomie et cosmologie

Sommaire

1.1. CIS en astronomie et en cosmologie 22
1.1.1. Les détecteurs pixels, du CCD au CMOS 22
1.1.2. Domaines d'applications 25
1.1.3. Spécifications requises 26
1.2. La modélisation de la réponse des CIS 28
1.2.1. Estimation du flux photonique 28
1.2.2. Nécessité d'un modèle de réponse pixel précis 29
1.2.3. Caractérisation des détecteurs 29
1.3. Les limites de la caractérisation actuelle 31
1.3.1. Caractérisation au niveau pixel 31
1.3.2. Erreur systématique due à un défaut du modèle 31
1.3.3. Corrélation entre les différents phénomènes physiques 32
1.4. Conclusion 32

Dans le domaine de l'astronomie et de la cosmologie, la précision des observations dépend crucialement de la technologie des détecteurs utilisés pour capter les signaux lumineux émanant de l'univers. Parmi les technologies avancées, les détecteurs CMOS APS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor Active Pixel Sensors), ou CIS (CMOS Image Sensor), sont devenus des composants essentiels grâce à leur capacité à transformer efficacement les photons de différentes longueurs d'ondes en signaux électriques. Ce premier chapitre se propose d'examiner les enjeux liés à la modélisation de la réponse des CIS dans les contextes astronomique et cosmologique, où la précision de la quantification du flux lumineux est fondamentale pour l'interprétation des observations scientifiques.

Tout d'abord, nous verrons comment les CIS, en succédant aux dispositifs à transfert de charge, marquent une évolution technologique significative, offrant des avantages en termes de miniaturisation, de consommation d'énergie réduite et de capacité à lire chaque pixel indépendamment. Cette indépendance dans la lecture des pixels permet des applications variées et une grande flexibilité dans les configurations des détecteurs, rendant les CIS particulièrement adaptés à divers domaines d'application scientifique. Malgré la diversité des objectifs scientifiques, certaines spécifications techniques essentielles pour atteindre les objectifs scientifiques restent les mêmes pour les différents détecteurs.

Ensuite, l'accent sera mis sur l'importance cruciale de la modélisation précise de la réponse des CIS pour une interprétation correcte des données acquises. Un modèle de réponse détaillé est indispensable non seulement pour prédire les performances des détecteurs sous diverses conditions opérationnelles, mais aussi pour estimer avec précision le flux lumineux reçu par le détecteur. Du fait de la lecture individuelle permise par les CIS, ce modèle doit être caractérisé pour chaque pixel afin de s'assurer de la performance de chacun d'eux.

Enfin, nous aborderons les défis associés aux méthodes actuelles de caractérisation des détecteurs CIS. Les limites des techniques standard de caractérisation peuvent conduire à des erreurs systématiques, masquant par exemple les variations individuelles des pixels et affectant l'évaluation globale des performances. Il est essentiel de développer des approches de caractérisation améliorées qui analysent les réponses individuelles des pixels pour surmonter ces limitations. Ces améliorations permettront de mieux répondre aux exigences des missions scientifiques avancées et d'affiner les modèles de réponse pour améliorer la précision et la fiabilité des mesures.

1.1. CIS en astronomie et en cosmologie

1.1.1. Les détecteurs pixels, du CCD au CMOS

Les observations astronomiques et cosmologiques, dans le spectre UV, visible et infrarouge (IR), reposent essentiellement sur la capacité à détecter et à quantifier le flux lumineux provenant de divers corps célestes. La précision et la fiabilité de ces mesures sont cruciales pour comprendre l'univers, de la cartographie des galaxies lointaines à l'étude des phénomènes cosmiques comme les supernovas et les trous noirs [1, 2, 3]. Bien que l'imagerie astronomique existe depuis le 19ème siècle (daguerréotype), les détecteurs à transfert de charge, ou CCD (Charge-Coupled Device), ont marqué une révolution dans la technologie de l'imagerie depuis leur développement par Willard S. Boyle et George E. Smith en 1969 [4], une prouesse qui leur a valu le prix Nobel de physique. Fondés sur le principe de l'effet photoélectrique qui permet à un matériau ayant interagi avec un photon d'émettre un électron, les CCDs sont composés d'une matrice en silicium bidimensionnelle composée de nombreux pixels, chacun capable de capturer des photons et de les convertir en électrons. La surface du CCD est structurée par des lignes d'électrodes qui définissent les pixels. Le fonctionnement du CCD repose sur une séquence de tensions appliquées de manière variable à ces électrodes. Cette séquence crée des puits de potentiel qui stockent temporairement les charges dans les pixels et permettent leur déplacement ordonné vers un amplificateur de sortie. L'amplificateur de sortie agit comme un convertisseur de charge en tension, permettant la mesure de la quantité de charges intégrées par chaque pixel. En connaissant cette quantité de charge, on peut remonter au flux lumineux reçu par le pixel. Grâce à la miniaturisation de leurs pixels, les CCDs offre une très haute résolution spatiale, indispensable dans les observations astronomiques. Cette résolution spatiale, en plus de leur grande sensibilité reposant sur des avancées technologiques, a permis au CCD de s'imposer comme le détecteur de prédilection en astronomie. Les CCDs sont toujours utilisés aujourd'hui dans de nombreux télescopes (Hubble, James Webb, etc) et ont permis des découvertes majeures grâce à des images telles que celle du champ profond du télescope spatial Hubble visible sur la figure 1.1.

En parallèle de l'utilisation des CCDs, un autre type de détecteur pixel utilisant l'effet photoélectrique a été développé grâce à la miniaturisation des transistors. Les détecteurs CMOS APS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor Active Pixel Sensors), tout d'abord inventés par Eric Fossum en 1993 [5] pour améliorer les détecteurs utilisés dans les applications spatiales, ont ensuite été adoptés pour de nombreuses applications grand public comme les appareils photos numériques et les smartphones. Les détecteurs CMOS où CIS (CMOS Image Sensors), initialement entièrement conçus en silicium, intègrent, à la différence des CCDs, un circuit de lecture directement dans chaque pixel. Ainsi, chaque électron photogénéré dans un pixel va pouvoir être converti en tension et amplifié dans le pixel. De plus, chaque pixel peut être lu plusieurs fois sans détruire la charge stockée, ce qui va permettre, en répétant la mesure, d'améliorer sa précision. Cette architecture qui sera décrite en détail dans le chapitre 2 possède plusieurs avantages

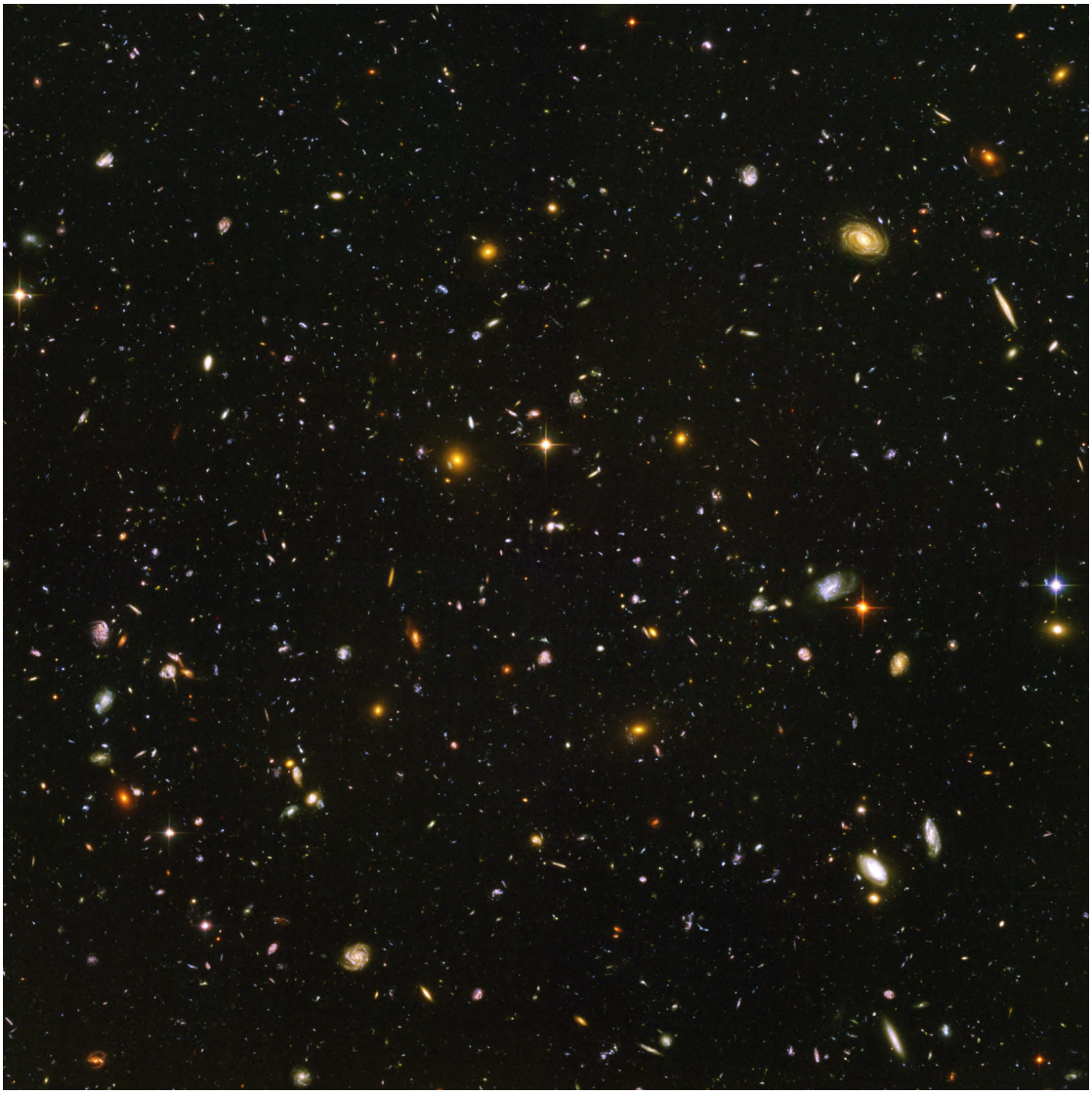


FIGURE 1.1. – Champ profond du télescope spatial Hubble.
Crédits : NASA, ESA, S. Beckwith et l'équipe HUDF (STScI), et B. Mobasher (STScI).

par rapport aux CCDs, le premier étant d'augmenter grandement la vitesse de lecture des images. En effet, la nature même du transfert de charge dans un CCD limite la vitesse à laquelle les images peuvent être lues. Dans un CIS en revanche, aucun transfert de charge n'est nécessaire avant de lire le pixel. Cette absence de transfert de charges facilite également la lecture en parallèle des pixels, ce qui permet également d'augmenter la vitesse de lecture des images. De plus, l'un des avantages majeurs des détecteurs CMOS par rapport aux CCDs est leur consommation d'énergie significativement inférieure. Selon plusieurs estimations, la consommation énergétique des CIS peut être d'un tiers à plus de cent fois inférieure à celle des CCDs [6]. En effet, contrairement aux CCDs, qui nécessitent trois à quatre tensions d'alimentation différentes, les CIS fonctionnent avec une seule tension d'alimentation. Cette caractéristique simplifie non seulement la conception des systèmes d'alimentation, mais réduit également les coûts et améliore l'efficacité énergétique, ce qui est particulièrement avantageux dans les applications grand public. De ce fait, aujourd'hui, les CCDs ne sont plus utilisés dans les caméras grand public, ce qui les rend, par le manque d'industriel les produisant, très coûteux à produire, en particulier pour des capteurs de grande taille. Malgré tous ces avantages, la sensibilité plus faible et le bruit plus élevé des CIS par rapport aux CCDs ont longtemps limité leur utilisation dans les applications scientifiques, en particulier en astronomie et en cosmologie.

Le domaine qui a permis la démocratisation des CIS en astronomie est l'imagerie infrarouge (IR). En effet, les CCDs en silicium ne sont sensibles qu'aux photons ayant une longueur d'onde inférieure à 1 μm, ce qui limite leur utilisation pour l'imagerie dans l'infrarouge. En 1994, l'invention, au Centre de Physique des Particules de Marseille [7], de l'hybridation des pixels a permis d'ouvrir la voie à l'utilisation de matériaux différents pour la couche sensible des CIS. Cette technique, illustrée sur la figure 1.2, consiste à mettre en contact électrique, via une bille (souvent en indium), la couche sensible du détecteur avec un circuit de lecture en silicium. Il devient ainsi possible d'utiliser des matériaux sensibles à différentes longueurs d'ondes. C'est ce qui a permis de développer les premiers CIS hybrides sensibles à l'IR en utilisant un alliage de tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe) [8]. Dans les autres longueurs d'ondes néanmoins, il a fallu attendre de nombreuses années pour que les CIS soient suffisamment performants pour être utilisés. Néanmoins, grâce à la modernisation des processus de fabrication de la couche sensible, grâce au développement de détecteurs illuminés par l'arrière, c'est-à-dire que la lumière passe d'abord par la couche sensible, et grâce à la réduction du bruit par l'amélioration des circuits de lectures, les CIS ont atteint des sensibilités comparables à celle des meilleurs CCDs [9, 10]. Dans la partie suivante, les différents CIS utilisés en astronomie et en cosmologie seront présentés, ainsi que les spécifications requises pour ces applications.

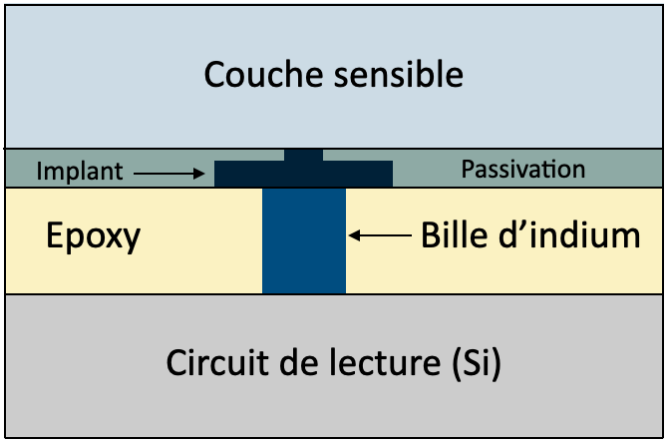


FIGURE 1.2. – Schéma d'un pixel d'un CIS hybridé, la couche sensible et le circuit de lecture sont mis en contact électrique par une bille d'indium.

1.1.2. Domaines d'applications

Afin de comprendre les spécifications requises pour les détecteurs CIS en astronomie et en cosmologie, il est nécessaire de faire un tour d'horizon des domaines de longueur d'ondes dans lequel des CIS sont utilisés. Ces différentes bandes de longueur d'ondes sont illustrées sur la figure 1.3.

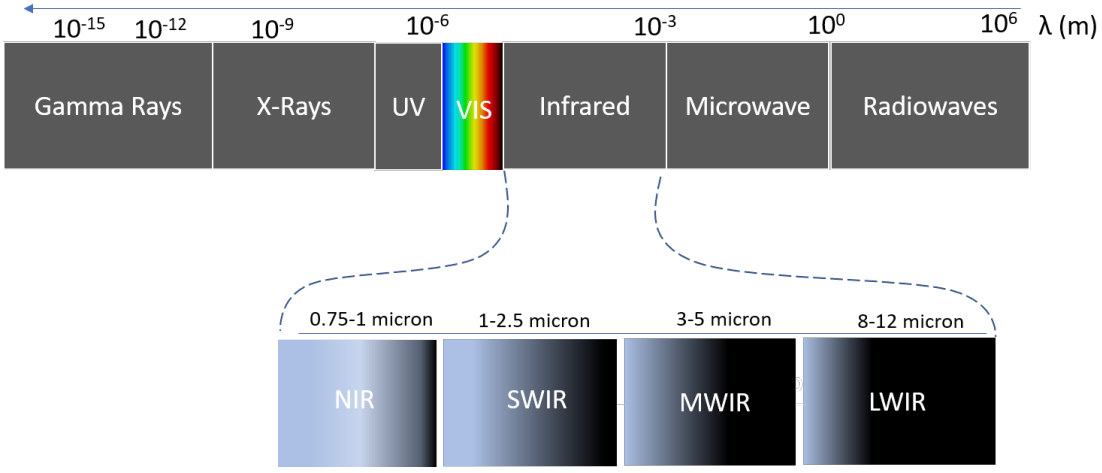


FIGURE 1.3. – Spectre électromagnétique.

Comme précisé précédemment, c'est dans la gamme de longueurs d'onde IR que le développement et l'utilisation des CIS a été le plus poussé. La majorité des CIS utilisés en IR sont basés sur des couches sensibles en HgCdTe. L'avantage de cet alliage est qu'il est possible de modifier sa longueur d'onde de coupure (longueur d'onde maximale détectable par le matériau) en variant la composition de l'alliage [11], le rendant utilisable pour une très large gamme de longueurs d'ondes allant de l'IR proche (NIR) à l'IR lointain (LWIR). Néanmoins, c'est surtout dans l'IR proche (NIR-SWIR) que le

HgCdTe est utilisé. Plusieurs entreprises ont développé des capteurs à haute performance utilisable dans l'IR proche. Raytheon par exemple, avec le capteur VIRGO [12] utilisé dans le télescope VISTA (Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy) [13], conçu pour effectuer une cartographie IR du ciel depuis la terre, ou LYNRED avec le capteur ALFA [14] utilisé dans la caméra CAGIRE de la mission SVOM [15], consacrée à l'étude des sursauts gamma. Néanmoins, les capteurs les plus utilisés dans les missions astronomiques ou cosmologiques sont les HxRG produit par Teledyne [16]. Par exemple, le modèle H1RG (1k×1k pixels) sera utilisé dans la mission ARIEL [17, 18] dédiée à l'étude des exoplanètes ainsi que l'instrument MAJIS de la mission JUICE [19, 20] dont l'objectif est l'observation des satellites naturels de Jupiter. Les détecteurs de Teledyne sont déployés autant dans l'espace pour des missions d'imagerie en faible lumière que dans des observatoires terrestres. Pour les missions spatiales, on peut citer entre autres, le plan focal du spectro-photomètre NISP d'Euclid [21, 22, 23] utilisant 16 H2RG (2k×2k pixels), les quatre instruments du JWST (James Webb Space Telescope) [24] utilisant également des H2RG et le spectro-imageur du télescope spatial Nancy Grace Roman [9] qui bénéficie d'un plan focal utilisant des H4RG (4k×4k pixels). Pour les observatoires terrestres, l'ELT (Extremely Large Telescope) utilisera de nombreux détecteurs Teledyne [25]. Pour des applications dans le LWIR, d'autres matériaux sont utilisés par exemple du Silicium dopé à l'Arsenic (Si :As) pour le détecteur de l'instrument MIRI [26] du JWST.

Bien que l'utilisation la plus répandue soit dans l'IR, de nombreux CIS sont utilisés ou en développement pour des applications dans d'autres longueurs d'ondes. La caméra visible JANUS [27] de la mission JUICE est par exemple équipée d'un CIS en silicium. Dans l'UV, de nombreux développements sont en cours pour améliorer la sensibilité des CIS, il est prévu que des CIS en silicium soient utilisés pour différentes missions. Les missions UVEX[28, 29] et CASTOR [30, 31] qui ont pour objectif un sondage systématique du ciel en UV et en visible devraient utiliser des CIS en silicium. Finalement, les CIS sont également utilisés pour de l'imagerie de rayons X mous, notamment par la mission GEO-X (GEOspace X-ray imager) [32] qui vise à étudier la magnétosphère terrestre.

Cette thèse se concentrera sur les détecteurs utilisés dans l'IR proche et l'IR moyen, en particulier les détecteurs H2RG du plan focal du NISP de la mission Euclid et le détecteur ALFA de la mission SVOM. Néanmoins, les différents points abordés durant cette thèse sont également applicables aux CIS utilisés à d'autres longueurs d'ondes.

1.1.3. Spécifications requises

Grâce à ce tour d'horizon des CIS utilisés en astronomie et en cosmologie, nous avons pu nous rendre compte de la grande diversité des objectifs scientifiques des missions utilisant des CIS. Néanmoins, de nombreuses spécifications techniques sur les détecteurs utilisés sont communes à toutes ces missions. Ces spécifications techniques sont fixées afin que les objectifs scientifiques de la mission puissent être remplis. Les trois performances principales des CIS sur lesquels se basent les spécifications techniques

sont l'efficacité quantique (QE), le bruit de lecture et le courant d'obscurité. Ces trois paramètres qui seront explicités dans le chapitre 2 correspondent au pourcentage de photons qui vont générer un électron en interagissant avec la couche sensible, à la variation de la mesure de la tension en sortie du détecteur pour une même charge intégrée par le pixel et à la quantité de charges générées par unité de temps en l'absence de lumière, respectivement. En fonction des objectifs de chaque mission, les spécifications sur ces performances peuvent varier (de 40% à 80% pour la QE par exemple). Néanmoins, de nombreuses spécifications relatives à ces performances sont communes aux différentes missions. Une liste non exhaustive de ces spécifications est présentée dans le tableau 1.1. Par exemple, la précision minimum sur la mesure de la QE est souvent régie par une spécification. Cette précision peut aller de 5% pour le détecteur de l'instrument NIRSPEC du JWST [33] jusqu'à 0.5% pour le détecteur IR de la mission ARIEL [34]. L'une des spécifications les plus communes est celle sur le nombre de pixels opérable de la matrice. Elle permet de s'assurer qu'un certain pourcentage des pixels du détecteur pourront être utilisés durant les observations. Un pixel opérable est souvent défini en fonction des trois paramètres présentés précédemment, par exemple, pour le détecteur ALFA de la caméra CAGIRE de la mission SVOM [35], un pixel est opérable si sa QE est supérieure à 40%, son bruit de lecture inférieur à $36\,e^-$ et son courant d'obscurité inférieur à $0.5\,e^-.s^{-1}$. Finalement, l'une des spécifications les plus importantes est celle sur la précision de l'estimation du flux photonique, permettant de s'assurer de la fiabilité des mesures. Le besoin d'un rapport signal sur bruit (SNR) de plus en plus élevé pour les observations scientifiques et l'observation de sources lumineuses de plus en plus faible (jusqu'à quelques photons.s^{-1} pour Euclid [21]) augmente de plus en plus ce besoin de précision. Par exemple, pour les détecteurs du JWST, cette précision devait être meilleure que 5% alors que pour les détecteurs de la mission Euclid, cette précision doit être meilleure que 1% [36]. L'estimation de la précision sur la mesure du flux est très complexe, car elle nécessite de prendre en compte tous les effets physiques se déroulant dans le détecteur pouvant influencer la mesure. C'est par la modélisation complète de la réponse des pixels que ces différents effets sont pris en compte et que la précision sur la mesure du flux est estimée.

TABLEAU 1.1. – Spécifications détaillées des détecteurs pour différentes missions

Détecteur	**Pixels Opérables**	**Estimation de la QE**	**Estimation du flux photonique**	**Homogénéité spatiale**
JWST NIRSPEC	92%	5% de précision	5%	-
Euclid NISP	95%	-	1%	0.5%
ARIEL AIRS	95%	0.5% de précision	-	-
JUICE MAJIS	95%	-	20% en absolu, 1% en relatif	1%
SVOM CAGIRE	99%	-	-	-

1.2. La modélisation de la réponse des CIS

1.2.1. Estimation du flux photonique

Avant de calculer la précision sur l'estimation du flux photonique, il est nécessaire de comprendre comment ce flux est estimé. Lorsqu'un objet émet un flux lumineux vers le détecteur, chaque seconde, un certain nombre de photons interagissent avec le détecteur et génère des électrons. Ces électrons sont stockés dans les pixels du détecteur (on appelle ce nombre d'électrons la charge intégrée) puis, lors d'une lecture du pixel, sont convertis en tension par le circuit de lecture puis en nombre numérique en ADU (Arbitrary Digital Unit) par un convertisseur analogique numérique (CAN). Chaque lecture d'un pixel fournit une valeur numérique en ADU qui permet de remonter à la charge intégrée par le pixel. En effectuant 2 lectures du signal d'un pixel séparées d'un temps d'intégration T_i il est ainsi possible de remonter à la différence de charge intégrée par le pixel entre les 2 lectures. En connaissant cette différence, on peut remonter au nombre de photons ayant interagi avec le pixel durant le temps d'intégration T_i et donc estimer le flux lumineux reçu par le détecteur. Néanmoins, pour passer du nombre d'ADU à la charge intégrée puis de la différence de charge intégrée au flux photonique, il est nécessaire, de convertir les ADU en électrons puis en photons, mais aussi de prendre en compte les différents effets physiques qui peuvent influencer la mesure (par exemple le courant d'obscurité). C'est grâce à un modèle de réponse du pixel qu'il est possible de réaliser ces différentes conversions.

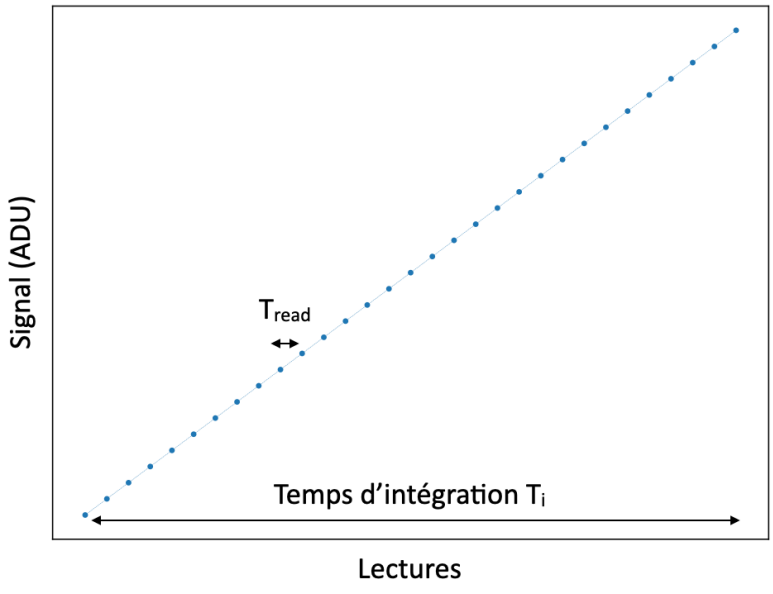


FIGURE 1.4. – Rampe de signal d'un pixel d'un CIS.

Bien que 2 lectures soient suffisantes pour estimer le flux lumineux, en effectuant plusieurs lectures successives, il est possible d'améliorer la précision de la mesure (cf.

chapitre 2). De ce fait, le mode de lecture classique des CIS et de lire N fois le même pixel tous les T_{read} pour construire une rampe de signal comme celle illustrée sur la figure 1.4 ou chaque point correspond à une lecture. Le flux en ADU.s^{-1} est alors donné par la pente de la rampe. Le modèle de réponse pixel permet ensuite de convertir ce flux en ADU.s^{-1} en flux photonique.

1.2.2. Nécessité d'un modèle de réponse pixel précis

À ce stade, il est nécessaire d'expliquer ce qu'est un modèle de réponse pixel. Ce modèle est une représentation mathématique $\mathscr{M}$ qui décrit quel est le signal S, en ADU, en sortie du détecteur en fonction du nombre de photons P ayant interagi avec le pixel :

$$S = \mathscr{M}(P)\,. \tag{1.1}$$

L'efficacité quantique, le bruit de lecture et le courant d'obscurité présentés dans la section 1.1 sont des paramètres du modèle de réponse pixel. La QE par exemple, est le coefficient qui permet de passer du nombre de photons P ayant interagi avec le pixel à la charge Q intégrée par le pixel :

$$Q = P \times \mathrm{QE}\,. \tag{1.2}$$

Le courant d'obscurité permet lui de connaître le nombre d'électrons ne provenant pas de la photogénération durant un certain temps d'intégration. Le chapitre 2 détaillera les différents paramètres du modèle standard de réponse pixel ainsi que ses limites. Ainsi, en utilisant ce modèle, il est possible de remonter du nombre d'ADU au nombre de photons ayant interagi avec le détecteur. De plus, si le même modèle est utilisé conjointement par la communauté scientifique, il est possible de comparer les performances des détecteurs entre eux, permettant ainsi de choisir le détecteur le plus adapté à une mission. Grâce à un modèle de réponse pixel, il est également possible de simuler le comportement d'un détecteur, un outil très utile dans la préparation d'une mission. Néanmoins, pour que cette estimation soit précise, il est nécessaire que le modèle de réponse pixel soit le plus fidèle possible à la réalité. Si une source de bruit n'est pas prise en compte dans le modèle, l'estimation du flux photonique sera biaisée. De plus, si l'estimation d'un paramètre du modèle, tel que la QE, est biaisée, l'estimation du flux photonique le sera également. Par conséquent, une caractérisation extrêmement précise des détecteurs est essentielle pour déterminer avec exactitude les paramètres du modèle de réponse pixel.

1.2.3. Caractérisation des détecteurs

La caractérisation au sol des détecteurs est une étape cruciale dans la préparation d'une mission, permettant de déterminer avec précision les paramètres du modèle de réponse pixel. Contrairement à la calibration effectuée avec le détecteur monté sur l'instrument (en vol pour les missions spatiales), la caractérisation au sol permet de mesurer les paramètres de la réponse du détecteur seul, dans des conditions contrôlées. Le but de cette caractérisation est de réaliser toutes les acquisitions nécessaires pour évaluer

les paramètres du modèle de réponse pixel. Elle doit également permettre d'étudier les dépendances de ces paramètres aux conditions environnementales (température, pression, etc.). Les moyens nécessaires à cette calibration ainsi que les méthodes d'analyse permettant d'estimer les paramètres du modèle de réponse pixel seront détaillés dans le chapitre 3. Cette caractérisation a 2 objectifs principaux, tout d'abord, elle sert à obtenir un modèle de réponse fidèle au détecteur qui sera ensuite utilisé pendant la mission pour estimer le flux de photons à partir de la mesure du signal en ADU. Ensuite, elle permet de vérifier que les spécifications techniques des détecteurs, présentées dans la section 1.1, sont respectées. Il est donc nécessaire, en plus d'estimer les paramètres, d'estimer l'incertitude sur la mesure des paramètres de la réponse pixel. En effet, cette incertitude est soit fixée par une spécification (par exemple pour la QE) soit utilisée pour calculer l'incertitude sur l'estimation du flux photonique. Les contributions à cette incertitude sont de deux sortes. Premièrement celle due au bruit de la mesure du flux de photon, par exemple le bruit de lecture, qui font fluctuer la mesure pour un même flux de photons. Ces bruits, qui sont inclus dans le modèle de réponse pixel, sont inhérents au détecteur et ne peuvent donc pas être diminués. Deuxièmement, pour passer d'un flux F_{ADU} en ADU.s^{-1} à un flux F_{photons} en photon.s^{-1}, l'inverse du modèle de réponse pixel va être appliqué à F_{ADU}. Ce faisant, différentes opérations mathématiques vont être appliquées à F_{ADU} en utilisant les paramètres du modèle et donc les incertitudes sur l'estimation de ces paramètres vont impacter l'incertitude sur F_{photons}. Par exemple la formule pour passer du flux F_{e^-} en électrons.s^{-1} à un flux F_{photons} en photon.s^{-1} implique de le diviser par la QE comme suit :

$$F_{\text{photons}} = \frac{F_{\text{e}^-}}{\text{QE}}. \tag{1.3}$$

En utilisant la formule de propagation des incertitudes, puisque la mesure de QE effectué pendant la caractérisation et le flux F_{e^-} sont indépendants, on montre que l'incertitude σ_{photons} sur F_{photons} est donnée par :

$$\sigma_{\text{photons}} = \frac{1}{QE}\sqrt{(\sigma_{\text{e}^-})^2 + \left(\frac{F_{\text{e}^-} \times \sigma_{\text{QE}}}{\text{QE}}\right)^2}, \tag{1.4}$$

avec σ_{e^-} l'incertitude sur la mesure de F_{e^-} et σ_{QE} l'incertitude sur la mesure de la QE. Ainsi, l'incertitude sur l'estimation de la QE effectuée durant la caractérisation impacte la précision de la mesure du flux photonique. Pour la grande majorité des paramètres de la réponse pixel, cette incertitude est obtenue statistiquement en répétant la même mesure. Puisque les spécifications sur la précision de la mesure du flux photonique augmente, il est donc souvent nécessaire d'effectuer de nombreuses fois la même mesure pour obtenir une incertitude suffisamment faible.

Néanmoins, l'estimation des paramètres de la réponse pixel peut aussi être impactée par les limites de la caractérisation actuelle des détecteurs, ce qui peut biaiser à la fois l'estimation des performances des détecteurs et celle du flux photonique.

1.3. Les limites de la caractérisation actuelle

1.3.1. Caractérisation au niveau pixel

Comme indiqué dans la section 1.2, l'incertitude sur l'estimation des paramètres de la réponse pixel est obtenue statistiquement en répétant la mesure. L'un des autres moyens utilisés pour diminuer cette incertitude est de faire une moyenne sur tous les pixels du détecteur en considérant qu'une partie de la réponse de tous les pixels est identique. Par ce biais, l'incertitude sur la mesure du paramètre est divisée par la racine du nombre de pixels. Néanmoins, effectuer cette hypothèse pose plusieurs problèmes. Premièrement, mesurer la moyenne d'un paramètre ne permet pas de connaître les pixels pour lesquels le paramètre ne rentre pas dans les spécifications. Par exemple, nous avons vu que pour la mission SVOM, 99% des pixels doivent être opérables, soit avoir une QE supérieure à 40%, un bruit de lecture inférieur à $36\,e^-$ et un courant d'obscurité inférieur à $0.5\,e^-.s^{-1}$. En ne mesurant que la moyenne de ces trois paramètres, il est impossible de vérifier que cette spécification est respectée. Deuxièmement, avec l'augmentation du nombre de pixels par détecteurs (jusqu'à 4k$\times$4k pixels), des variations spatiales significatives ont été observées dans la réponse des pixels [37, 38, 39]. L'utilisation d'une valeur moyenne pour un paramètre peut donc biaiser l'estimation de ce paramètre pour certains pixels. En plus de donner une mesure biaisée de la performance de ces pixels, cela va également biaiser l'estimation du flux photonique et donc impacter les objectifs scientifiques de la mission. L'un des paramètres les plus représentatifs de ce biais potentiel celui décrivant le phénomène de capacité inter pixel (IPC). L'IPC est un phénomène de couplage capacitif entre les pixels adjacent causé par leur grande proximité qui va disperser une partie du signal d'un pixel vers ses voisins. Bien que des études récentes aient montré que l'amplitude de l'IPC peut varier de plus de 20% entre les pixels [39], l'IPC est encore majoritairement mesuré en moyennant la réponse de tous les pixels. Dans le chapitre 4, une méthode permettant de mesurer l'IPC par pixel et son adaptation pour le détecteur ALFA et les détecteurs H2RG d'Euclid sera présentée. Les résultats de cette méthode illustreront clairement l'importance d'une évaluation par pixel pour éviter une estimation biaisée de l'IPC.

1.3.2. Erreur systématique due à un défaut du modèle

Bien que l'erreur statistique soit incluse dans l'incertitude de mesure des différents paramètres de la réponse pixel, l'erreur systématique est très rarement, voire pas du tout prise en compte. L'erreur systématique est une erreur qui est toujours présente dans la mesure et qui est due à un biais soit dans la méthode de mesure, soit dans le modèle lui-même. Par exemple, pour estimer la QE des pixels, la méthode standard est de comparer le flux d'électrons photogénérés par le pixel au flux de photons incidents sur le détecteur, obtenu grâce à une mesure de référence. La mesure de la QE par cette méthode est effectuée à un certain flux de photons incident sur le détecteur. Cependant, il a été prouvé que cette mesure de QE peut être différente en fonction du flux incident [37].

Cette dépendance crée ainsi une erreur systématique sur la QE, affectant également l'estimation du flux photonique. En effet, lors de la mission, l'estimation d'un flux photonique aux alentours de $10\,\text{photons.s}^{-1}$, en utilisant une QE mesuré pour un flux de $100\,\text{photons.s}^{-1}$ va créer une erreur systématique sur la mesure du flux photonique. Pour prendre en compte cette dépendance, soit cette dépendance doit être incluse dans le modèle de réponse pixel, soit l'erreur systématique provoquée par cette dépendance doit être estimée et inclus dans l'incertitude sur l'estimation de la QE.

1.3.3. Corrélation entre les différents phénomènes physiques

En plus des erreurs systématiques provenant d'un défaut du modèle de réponse des pixels, certains phénomènes physiques modélisés par un paramètre de la réponse des pixels peuvent impacter l'estimation d'un autre paramètre lors de la caractérisation, créant ainsi une corrélation entre les deux paramètres. L'exemple le plus concret est celui du gain de conversion. Le gain de conversion, exprimé en $\text{e}^{-}.\text{ADU}^{-1}$, correspond au nombre d'électrons représentés par un ADU ; il permet donc le passage d'une unité arbitraire, l'ADU, à une unité physique, l'électron. Pour être significatives, les performances du détecteur (QE, bruit de lecture et courant d'obscurité) doivent être exprimées en électrons. Or, pour passer des ADUs aux électrons, il est nécessaire d'utiliser le gain de conversion. Par conséquent, tout biais sur l'estimation du gain se propagera à celle de la QE, du bruit de lecture et du courant d'obscurité. Cette corrélation est une des raisons de l'importance de l'estimation du gain de conversion lors de la caractérisation. Cependant, comme il sera expliqué dans le chapitre 3, les méthodes actuelles pour estimer le gain sont elles-mêmes fortement biaisées par les autres paramètres de la réponse des pixels. Dans les chapitres 5 et 6, deux méthodes que nous avons développées seront présentées pour estimer le gain de conversion de manière indépendante des autres paramètres de la réponse des pixels. Ces méthodes permettent de corriger le biais sur l'estimation du gain et donc sur celle des autres performances ainsi que sur l'estimation du flux. L'application de ces méthodes sur les détecteurs ALFA et H2RG permettra de valider les méthodes et de montrer l'importance du biais corrigé.

1.4. Conclusion

L'adoption des détecteurs CIS en astronomie et en cosmologie illustre une évolution majeure dans les technologies de capture d'images. Bien que les CCDs restent en usage pour certaines applications, les CIS offrent de nouvelles possibilités. Notamment, l'architecture même des CIS, avec la lecture individuelle de chaque pixel, permet une augmentation significative de la vitesse de lecture. De plus, l'hybridation des pixels et l'utilisation de différents matériaux pour la couche sensible permet leur utilisation dans une vaste gamme de longueurs d'ondes. Cette capacité d'adaptation rend les CMOS particulièrement précieux pour diverses applications scientifiques, depuis l'imagerie du proche infrarouge jusqu'aux rayons X.

Aujourd'hui, les CIS sont intégrés dans de nombreuses missions spatiales et terrestres, répondant à des objectifs scientifiques très variés. Ces missions exploitent la polyvalence des CIS pour observer des phénomènes allant des exoplanètes aux galaxies lointaines, en passant par les corps célestes dans notre propre système solaire. Malgré la diversité de ces applications, plusieurs spécifications techniques restent communes à tous les projets, en particulier celles s'assurant d'un certain nombre de pixels opérables et de la précision de la mesure du flux de photons. Ces exigences sont essentielles pour assurer la fiabilité et l'efficacité des observations scientifiques.

Pour satisfaire ces exigences, il est impératif de caractériser les détecteurs avec une grande précision. La caractérisation des détecteurs constitue une étape cruciale dans la préparation d'une mission, car elle permet de déterminer les paramètres du modèle de réponse du pixel. Ce modèle est essentiel pour estimer correctement le flux photonique reçu par chaque pixel à partir du signal de sortie mesuré en unités arbitraires. De plus, évaluer les incertitudes associées à la mesure de ces paramètres permet de quantifier l'incertitude globale sur la mesure du flux photonique. Le calcul de cette incertitude est indispensable pour assurer la précision et la fiabilité des observations scientifiques, garantissant ainsi la validité des données recueillies lors des missions.

Néanmoins, les techniques actuelles de caractérisation des CIS présentent plusieurs limitations significatives qui peuvent biaiser l'estimation des paramètres du modèle. L'une des méthodes fréquemment employées pour réduire l'incertitude sur la réponse des pixels consiste à moyenner les paramètres de tous les pixels du détecteur, en supposant que la réponse soit uniforme à travers le détecteur. Cette hypothèse simplificatrice peut cependant masquer les variations spécifiques entre les pixels, et ne permet pas d'identifier ceux qui ne respectent pas les spécifications requises. De plus, les corrélations entre différents phénomènes physiques, tels que le gain de conversion et les autres performances du détecteur, peuvent également engendrer des erreurs systématiques qui se propagent à travers les estimations des paramètres, influençant ainsi les mesures critiques comme la quantification du flux photonique. Ces défis mettent en évidence la nécessité d'adopter des méthodes de caractérisation plus précises et permettant une estimation des paramètres indépendante des autres performances du détecteur. La problématique centrale de cette thèse est de développer des méthodes de caractérisation améliorées pour effectuer une estimation non biaisée des paramètres du modèle de la réponse de chaque pixel individuel.

Pour aborder ces défis, il est essentiel de comprendre le fonctionnement des pixels d'un CIS et le modèle de réponse pixel qui en découle. Le second chapitre de ce travail se concentre sur ces aspects, en décrivant les principes de fonctionnement des CIS, de la génération de charges à la conversion en signal numérique, tout en détaillant l'architecture de la chaîne de détection, incluant les divers composants et étapes impliqués dans la lecture et l'amplification du signal. Ce chapitre présente ensuite, en détail, le modèle standard de réponse pixel utilisé actuellement.

2. La réponse pixel d'un CIS

Sommaire

2.1. Fonctionnement d'un pixel d'un capteur CIS 36
2.1.1. Principe de fonctionnement d'une photodiode 36
2.1.1.1. Génération et collecte de charges 36
2.1.1.2. Conversion de la charge 41
2.1.2. Architecture de la chaîne de détection 43
2.1.2.1. Couche sensible 44
2.1.2.2. Circuit de lecture ou multiplexeur 46
2.1.2.3. Électronique externe 49
2.2. Modélisation standard de la réponse du pixel 50
2.2.1. Modèle simple : du photon à l'ADU 50
2.2.1.1. Efficacité quantique 51
2.2.1.2. Gain de conversion 51
2.2.2. Bruit de mesure et défauts du pixel 52
2.2.2.1. Bruit de lecture 52
2.2.2.2. Modes de lecture 53
2.2.2.3. Courant d'obscurité 54
2.2.2.4. Non-linéarité de la réponse pixel 56
2.2.2.5. Persistance 58
2.2.3. Les défauts d'une matrice de pixels 59
2.2.3.1. Capacité interpixel 59
2.2.3.2. Diffusion et Brighter Fatter Effect 60
2.2.4. Les limites du modèle actuel de réponse pixel 61
2.2.4.1. Dépendance aux facteurs externes 61
2.2.4.2. Incertitudes sur les paramètres du modèle 62
2.3. Conclusion 62

Dans les domaines de l'astronomie et de la cosmologie, la précision des mesures photométriques repose grandement sur la capacité à évaluer le flux photonique reçu par les détecteurs à partir de valeurs numériques en sortie de ceux-ci. Cette estimation du flux photonique est uniquement possible par la connaissance précise de la réponse du pixel et sa modélisation mathématique. Cette modélisation permet non seulement d'obtenir des observations scientifiques fiables, mais aussi d'estimer précisément les performances des détecteurs, une étape essentielle pour garantir que la mission remplisse ses objectifs scientifiques. Ce chapitre se divise en deux sections principales qui décrivent comment le modèle standard de réponse des pixels d'un CIS (CMOS Image Sensors) est construit.

La première section traite tout d'abord du fonctionnement physique d'une photodiode, composant de base du pixel d'un CIS. Une photodiode est un composant électronique formé de matériaux semi-conducteurs qui exploite l'effet photoélectrique pour convertir des photons en tension électrique. Les différentes étapes de cette conversion qui sont la génération de charges, leur collecte et la conversion de la charge totale en tension sont détaillées dans cette section. Ensuite, l'architecture de la chaîne de détection que constitue chaque pixel d'un CIS sera détaillée. En effet, chaque pixel étant composé au minimum d'une couche sensible, d'un multiplexeur en silicium et d'une électronique externe incluant un préamplificateur et un convertisseur analogique numérique, il constitue une chaîne de détection complète.

La connaissance approfondie du fonctionnement d'une photodiode et de la structure détaillée de la chaîne de détection que constitue chaque pixel est fondamentale pour développer un modèle de réponse pixel. La deuxième section de ce chapitre se concentre sur l'état de l'art de modélisation de la réponse pixel. Le modèle utilisé actuellement par la communauté scientifique, qui englobe tous les aspects du traitement du signal, depuis la capture de la lumière jusqu'à sa conversion en données numériques, sera décrit. Dans la suite, ce modèle sera nommé le modèle standard.

Le modèle standard de réponse pixel intègre les étapes de conversion du signal lumineux en données numériques, ainsi que les différents défauts affectant la réponse des pixels. Il spécifie des paramètres tels que l'efficacité quantique, le gain de conversion, et les diverses sources de bruit. Le modèle prend également en compte les défauts spécifiques à une matrice dense de millions de pixels tel que le crosstalk, phénomène de contamination du signal d'un pixel par celui de ses voisins. Enfin, ce chapitre discute les limites de ce modèle standard, incluant notamment les dépendances des paramètres du modèle aux conditions environnementales. Chacune des dépendances, entre paramètres ou aux conditions environnementales, va en effet introduire des biais dans l'estimation des paramètres du modèle standard et donc dans la mesure du flux photonique. Reconnaître et comprendre ces biais est crucial pour améliorer la précision des mesures photométriques et la performance des instruments.

2.1. Fonctionnement d'un pixel d'un capteur CIS

Au cœur de chaque pixel d'un CIS se trouve une photodiode, située dans la couche sensible du pixel. Nous décrirons en détail le fonctionnement de cette photodiode puis nous proposerons une description détaillée de l'architecture complète de la chaîne de détection de chaque pixel, incluant la couche sensible, l'électronique de lecture et les composants électroniques essentiels à la transformation des signaux électriques en données numériques exploitables. Comprendre ces mécanismes est nécessaire pour développer des modèles fiables de réponse des pixels

2.1.1. Principe de fonctionnement d'une photodiode

La photodiode est responsable de la conversion des photons en signaux électriques. Nous analyserons les processus physiques impliqués dans la génération, la collecte et la conversion des charges électroniques, résultant de l'interaction des photons avec cette couche semi-conductrice.

2.1.1.1. Génération et collecte de charges

La première étape de la détection de photon est la génération des charges responsables de la conversion d'un photon en électron par effet photoélectrique. Nous décrirons dans un premier temps la structure de bande d'un solide cristallin et l'appliquerons aux matériaux semi-conducteurs, constituants de base des photodiodes, pour expliquer cette génération de charges.

Structure de bandes Dans un solide cristallin comme le silicium, les atomes sont arrangés selon une structure ordonnée. Cette structure, appelée réseau cristallin, est constituée par la répétition périodique d'un motif élémentaire, la maille. Dans cette structure, chaque atome est entouré du même nombre de voisins les plus proches (4 pour le silicium), et chaque atome est lié à ses voisins par des liaisons covalentes, elles-mêmes constituées de deux électrons partagés. Dans un atome isolé, les électrons occupent des niveaux d'énergie discrets ou états atomiques, bien séparés les uns des autres. Toutefois, plusieurs états électroniques peuvent partager le même niveau d'énergie, c'est ce que l'on appelle la dégénérescence des niveaux d'énergie. Lorsqu'on approche les atomes pour former un cristal, les électrons d'un atome ressentent le potentiel créé par l'autre atome, ce qui va lever la dégénérescence des niveaux d'énergie. Ainsi les niveaux d'énergie auparavant dégénérés se scindent pour former deux nouveaux niveaux d'énergie : l'un ayant une énergie plus élevée et l'autre une énergie plus faible. L'occupation de ce niveau d'énergie inférieur par deux électrons avec des spins opposés mène à la formation d'une liaison covalente. Dans un cristal contenant un nombre N d'atomes identiques très proches les uns des autres, chaque niveau d'énergie initialement unique se "scinde" en N niveaux d'énergie distincts, mais très proches les uns des autres, créant des bandes d'énergie quasi continues [40]. Ces bandes d'énergie correspondent aux énergies accessibles aux

électrons et sont séparées par des intervalles, appelés bandes interdites. L'occupation de ces bandes dépend de leur niveau d'énergie, les électrons remplissant d'abord les bandes d'énergie les plus basses. La bande entièrement remplie ayant l'énergie la plus haute est appelée la bande de valence et la première bande ayant une énergie plus haute que la bande de valence est appelée la bande de conduction. L'écart énergétique E_g, exprimé en eV, entre ces deux bandes est appelé gap ou bande interdite (Figure 2.1). Cette structure de bande "idéale" peut être modifiée par la présence d'impuretés ou de défauts dans la maille cristalline qui vont créer des niveaux d'énergie intermédiaires dans la bande interdite.

Cas du semi-conducteur Ce qui définit un matériau semi-conducteur est la largeur de sa bande interdite, relativement faible ($< 3\,\text{eV}$) comparée à celle d'un matériau isolant. Une liste non exhaustive de différents semi-conducteurs et de leurs bandes interdites se trouve en table 2.1. À la température absolue de zéro kelvin, la bande de conduction d'un semi-conducteur est entièrement vide et tous les électrons sont liés à l'atome. Cependant, lorsque la température augmente, l'énergie thermique fournie permet à certains de ses électrons de se libérer de leurs liaisons covalentes et de passer en bande de conduction, devenant des électrons libres pouvant se déplacer dans le cristal et ainsi participer au courant électrique. Pour passer en bande de conduction, un électron de valence a besoin d'acquérir une énergie supérieure à E_g, la largeur de la bande interdite. Lorsqu'un électron quitte sa liaison, il laisse derrière lui une lacune électronique, appelée trou, qui peut accepter un nouvel électron, permettant également le mouvement des charges dans le cristal. Les électrons en bande de conduction et les trous en bande de valence sont appelés charges libres.

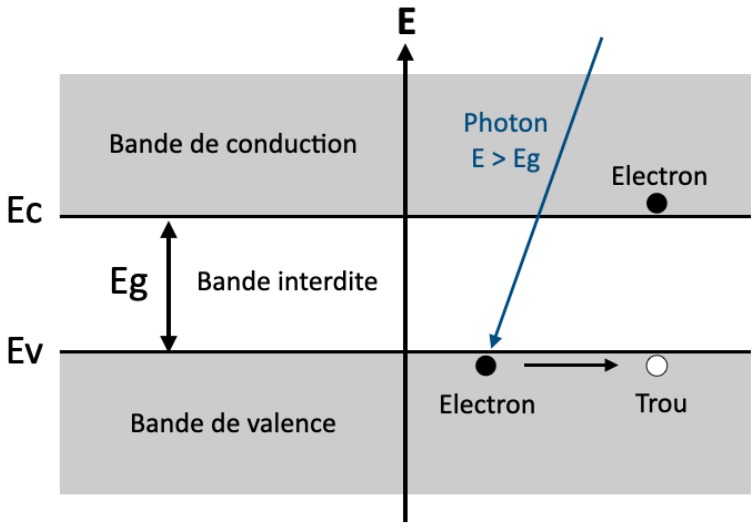


FIGURE 2.1. – Structure de bandes idéale d'un semi-conducteur

Génération de charges et énergie photonique L'interaction photon-électron peut également permettre à un électron de passer en bande de conduction. Si un électron de valence absorbe l'énergie d'un photon $E_\mu = h\nu$ (h étant la constante de Planck (6.63×10^{-34} J.s) et ν la fréquence en Hz) telle que celle-ci est supérieure à l'énergie E_g de la bande interdite, alors il peut passer en bande de conduction. Cette génération de charges libres par un photon, théorisée par Einstein [41], est appelée effet photoélectrique. En connaissant E_g, on peut donc en déduire la longueur d'onde minimale que doit avoir un photon pour générer une paire électron-trou. Cette longueur d'onde λ_c, appelée longueur d'onde de coupure, est donnée par la relation :

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g}, \tag{2.1}$$

avec c la vitesse de la lumière (3.00×10^8 m.s^{-1}). Dans la table 2.1 se trouvent les longueurs d'ondes de coupure des différents semi-conducteurs. En fonction de la longueur d'onde de la lumière à détecter, des photodiodes utilisant différents matériaux seront choisis. Ainsi, chaque photon ayant une longueur d'onde inférieure à λ_c à une probabilité de générer une paire électron-trou. Cette probabilité est décrite par le coefficient d'absorption α en cm^{-1} qui représente le nombre relatif (au nombre de photons incidents) de photons absorbés par unité de distance parcourue dans le matériau. Ce coefficient, qui dépend principalement de E_g et de la longueur d'onde des photons incidents [42], est représenté sur la figure 2.2 montrant les coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde des photons incidents pour quatre semi-conducteurs courants.

	Si	**Ge**	**InSb**	**Si :As**	**HgCdTe**	**InGaAs**
$\mathbf{E_g}$ **(eV)**	1.12	0.67	0.23	0.05	1-0.07	0.73-0.48
$\boldsymbol{\lambda_c}$ **(**$\boldsymbol{\mu}$**m)**	1.1	1.6	5.5	25	1.24-18	1.68-2.6

TABLEAU 2.1. – Exemple de semi-conducteurs utilisés dans les détecteurs CMOS, avec leur énergie de gap et la longueur d'onde de coupure correspondante.

Dérive des charges et zone de déplétion Une fois les charges générées, il est nécessaire de les collecter sans quoi les charges diffuseront dans le matériau et finiront par se recombiner avec un électron ou un trou.

La collecte des charges est réalisée par l'application d'une différence de potentiel entre deux électrodes disposées de part et d'autre de la photodiode. Cette différence de potentiel crée un champ électrique qui sépare les électrons et les trous, les accélèrent et les fait migrer distinctement vers l'une ou l'autre électrode. Le mouvement des charges sous l'effet d'un champ électrique est appelé courant de dérive et la vitesse de dérive est proportionnelle au champ électrique appliqué E. Néanmoins, au cours de leur mouvement, les charges peuvent se recombiner avec les charges libres déjà présentes dans le matériau. Pour être collectées, il est nécessaire que leur longueur de diffusion, qui représente la distance moyenne que les charges peuvent parcourir avant de se recombiner,

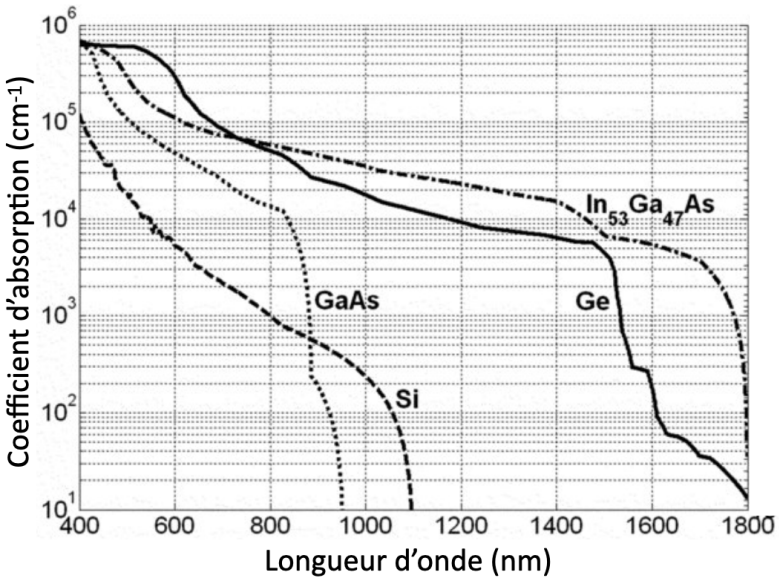


FIGURE 2.2. – Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde des photons incidents pour différents semi-conducteurs. Tirée de [43]

soit suffisamment importante. Pour éviter la recombinaison des charges et augmenter l'efficacité des détecteurs, il est aussi possible de minimiser le nombre de charges libres présentes dans le matériau. Pour cela, une zone de déplétion, vide de charges libres va être créée. Généralement, cette zone est obtenue en utilisant deux techniques : la jonction PN ou la capacité MOS.

Dopage et jonction PN Pour expliquer le fonctionnement d'une jonction PN, le principe du dopage des semi-conducteurs doit être introduit. Afin d'augmenter le nombre de porteurs libres dans un semi-conducteur, il est possible d'ajouter des impuretés dans le cristal. Ces impuretés, appelées dopants, peuvent être accepteur (ou de type P) ou donneur (ou de type N) d'électrons. Un dopant de type P est un atome qui possède un électron de valence de moins que le semi-conducteur et un dopant de type N en possède un de plus. Par exemple, un élément de la cinquième colonne du tableau de Mendeleïev comme l'Arsenic (As) possédant 5 électrons de valence est un dopant de type N pour le silicium (4 électrons de valence). En remplaçant un atome du cristal (Si) par un atome du dopant N (As), 4 électrons de valence du dopant vont participer aux liaisons covalentes et un électron va rester libre. Ainsi cet électron pourra se déplacer dans le semi-conducteur et participer au courant électrique [44]. Avec un dopant de type P, on va ajouter un trou en bande de valence qui pourra également se déplacer dans le cristal et participer au courant électrique. C'est en mettant en contact deux semi-conducteurs dopés de type P et N que l'on obtient une jonction PN. Lors de ce contact, du fait de la différence de concentrations des porteurs libres de chaque côté de la jonction, les électrons libres du dopant N vont diffuser vers le dopant P et inversement avec les trous. Cette diffusion laisse derrière elle des atomes ionisés positivement dans la région N et négativement

dans la région P comme illustré sur la figure 2.3. Ces ions vont créer un champ électrique qui va s'opposer à la diffusion des électrons et des trous à travers la jonction. Cette zone constituée d'ions positifs d'un côté et négatifs de l'autre est appelée zone de charge d'espace ou zone de déplétion. En effet, cette zone est quasiment vide de porteurs libres

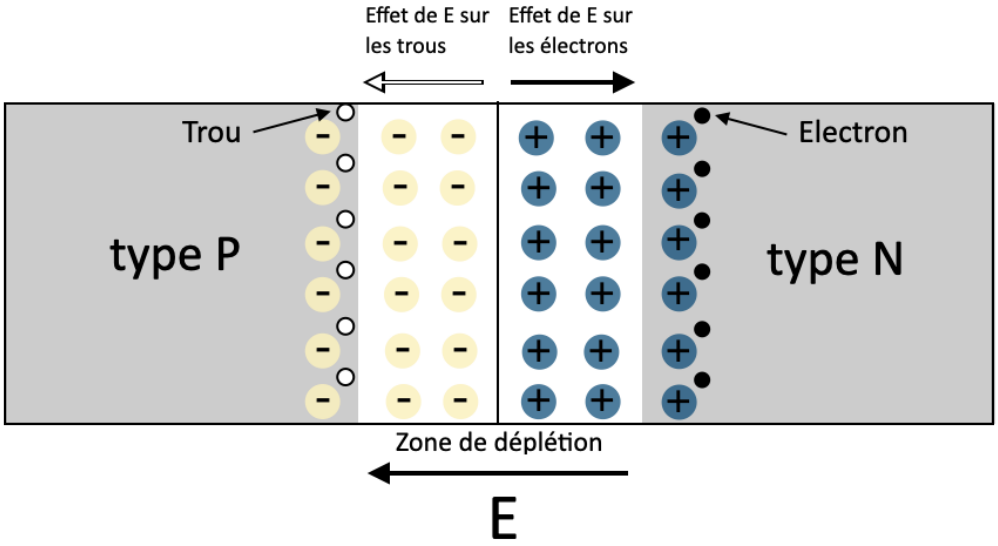


FIGURE 2.3. – Schéma d'une jonction PN à l'équilibre.

qui ont tous été repoussés par le champ électrique. À l'équilibre, le courant de diffusion des électrons et des trous est égal au courant de dérive créé par le champ électrique, la diffusion de charges s'arrête et la zone de déplétion se stabilise. La différence de potentiel entre les 2 zones neutres est appelée tension interne, notée V_i et exprimée en Volts. La largeur de la zone de déplétion W (en m) est donnée par la formule :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} V_\mathrm{i}\right)}, \tag{2.2}$$

avec ε la permittivité relative du semi-conducteur, ε_0 la permittivité du vide ($8.85 \times 10^{-12}\,\mathrm{F.m^{-1}}$), e la charge élémentaire ($1.60 \times 10^{-19}\,\mathrm{C}$), N_A et N_D en $\mathrm{m^{-3}}$ les concentrations de dopants de type P et N respectivement [45]. Dans la grande majorité des cas, l'une des 2 parties de la jonction est très fortement dopée par rapport à l'autre et la formule se simplifie en

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\frac{V_\mathrm{i}}{N_\mathrm{min}}}, \tag{2.3}$$

avec N_min la concentration du dopant minoritaire. Cependant, la largeur de la zone de déplétion étant limitée, si un photon interagit en dehors de cette zone et que les charges générées n'ont pas le temps de se diffuser jusqu'à cette zone, elles seront peu ou pas collectées. Afin d'augmenter la taille de la zone de déplétion, la jonction PN peut être polarisée en inverse, c'est-à-dire qu'une tension V_e va être appliquée entre les deux

électrodes dans le même sens que la tension interne. En appliquant un potentiel positif du côté du dopant N et négatif du côté du dopant P, la tension à travers la jonction va être augmentée et la largeur de la zone de déplétion va devenir :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\frac{V_\mathrm{i}+V_\mathrm{e}}{N_\mathrm{min}}}. \tag{2.4}$$

Ainsi, par exemple, pour $V_\mathrm{i}+V_\mathrm{e} = 1\,\mathrm{V}$, $N_\mathrm{min} = 2\times10^{21}\,\mathrm{m}^{-3}$ et $\varepsilon\varepsilon_0 = 1\times10^{-10}\,\mathrm{F.m}^{-1}$, on obtient une largeur de zone de déplétion de l'ordre de $0.8\,\mu$m. Ces valeurs sont typiques pour une photodiode en HgCdTe utilisée pour un CIS IR.

Capacité MOS Une autre technique permettant de créer une zone de déplétion et d'améliorer la collecte des charges est l'utilisation d'une capacité MOS. Une capacité MOS, comme illustrée figure 2.4, est constituée de 3 couches, une couche métallique, une couche isolante et une couche semi-conductrice. La couche métallique, aussi appelée grille, est déposée sur la couche isolante, généralement en oxyde de silicium (SiO2), elle-même déposée sur la couche semi-conductrice. Le plus souvent, la couche semi-conductrice est de type P. Lorsqu'une tension V_G positive est appliquée entre la couche semi-conductrice et la couche métallique, un champ électrique est créé. Ce champ électrique va repousser les porteurs libres, ici des trous, loin de la couche isolante et créer une zone de déplétion vide de charge libre permettant une collecte efficace des charges photogénérées. La largeur de la zone de déplétion est donnée par la formule :

$$W = \frac{-\varepsilon\varepsilon_0}{C_\mathrm{ox}} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{C_\mathrm{ox}}\right)^2 + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_\mathrm{G}}{eN_A}}, \tag{2.5}$$

avec C_ox la capacité de la couche isolante par unité de surface ($\mathrm{F.m}^{-2}$)[46]. Ainsi, de même que pour la jonction PN, on peut augmenter la taille de la zone de déplétion en augmentant la tension appliquée entre la couche métallique et la couche semi-conductrice. Lorsque des charges vont être photogénérées dans la zone de déplétion, les électrons vont être attirés vers la couche isolante et les trous vers la couche semi-conductrice.

2.1.1.2. Conversion de la charge

Une fois les charges collectées, il est nécessaire de les convertir en signal électrique (en Volts) qui pourra ensuite être numérisé et enregistré. Cette conversion se base sur l'utilisation d'une capacité qui stocke les charges collectées et dont la tension aux bornes est proportionnelle à la quantité de charge stockée. Cette capacité peut être la capacité de la jonction PN ou la capacité MOS. La tension aux bornes de cette capacité est donnée par la formule 2.6.

$$V = \frac{q\times e}{C}, \tag{2.6}$$

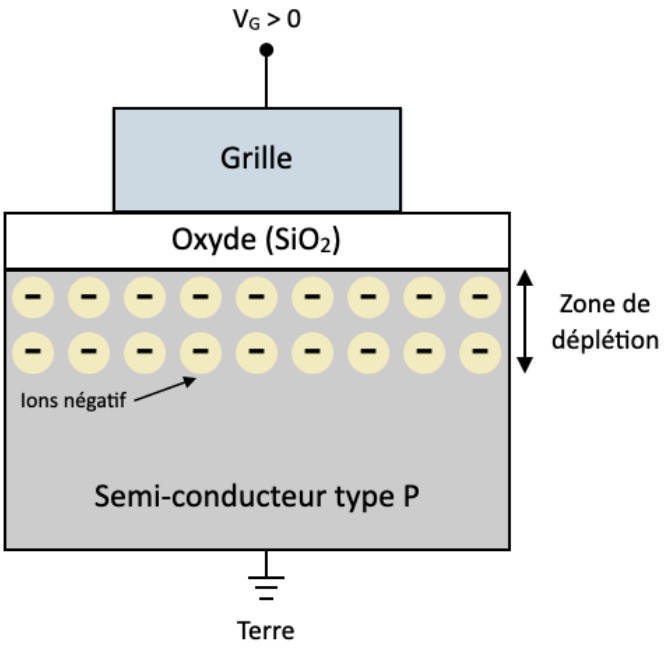


FIGURE 2.4. – Schéma d'une capacité MOS.

avec V la tension en volts, q le nombre de charges stockées, e la charge élémentaire (1.60×10^{-19} C) et C la capacité en farads.

Dans le cas de la jonction PN à l'équilibre, la zone de déplétion joue le rôle d'isolant séparant les 2 zones semi-conductrices et donc la jonction PN se comporte comme un condensateur plan. Ainsi, c'est la capacité de la jonction elle-même qui sera utilisée pour convertir les charges en tension. Pour cela, après avoir appliqué une tension V_e aux bornes de la jonction, une électrode est laissée flottante. Les charges photogénérées sont collectées dans la zone de déplétion et modifient donc la tension aux bornes de la jonction selon l'équation 2.6. Dans le cas de la jonction PN, en prenant un modèle de condensateur plan et une surface de jonction A (m^2), la capacité de la jonction en Farads est fixée par la largeur de la zone de déplétion selon la formule :

$$C_j = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A}{W} = A\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 e N_{\min}}{2\,(V_i + V_e)}}\,. \tag{2.7}$$

Dans le cas de la capacité MOS, la capacité utilisée pour convertir les charges est la somme de la capacité de la zone de déplétion et de celle de la couche isolante. De la même manière que pour la jonction PN, en appliquant une tension V_G entre la couche métallique et la couche semi-conductrice puis en laissant la tension flottante, les charges photogénérées sont collectées et modifient la tension aux bornes de la capacité MOS selon l'équation 2.6. En utilisant un modèle de condensateur plan et une surface de contact entre l'oxyde et le semi-conducteur A (m^2), la valeur de la capacité total C_G en

Farads est donnée par

$$\frac{1}{C_{\mathrm{G}}} = \frac{1}{AC_{\mathrm{ox}}} + \frac{1}{AC_{\mathrm{dep}}} = \frac{1}{AC_{\mathrm{ox}}} + \frac{1}{A}\left(\frac{-1}{C_{\mathrm{ox}}} + \sqrt{\frac{1}{C_{\mathrm{ox}}^2} + \frac{2V_{\mathrm{G}}}{\varepsilon\varepsilon_0 eN_A}}\right), \tag{2.8}$$

avec $C_{\mathrm{ox}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_{ox}}{d}$, la capacité par unité de surface de la couche isolante ($\mathrm{F.m^{-2}}$), C_{dep} celle de la zone de déplétion, d l'épaisseur de la couche isolante et ε_{ox} la permittivité relative de la couche isolante. En général, la couche isolante est très fine et donc sa capacité est très grande par rapport à celle de la zone de déplétion et donc on peut négliger $1/C_{\mathrm{ox}}^2$ dans l'équation 2.8. On obtient donc une formule très proche de celle de la jonction PN :

$$C_{\mathrm{G}} = A\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 eN_A}{2V_{\mathrm{G}}}}. \tag{2.9}$$

Finalement, qu'elle utilise une jonction PN ou une capacité MOS, la photodiode permet la génération de charges par l'interaction d'un photon suffisamment énergétique avec le matériau semi-conducteur, une collecte efficace de ces charges dans une zone de déplétion et la conversion de ces charges en tension via sa capacité propre. Cette photodiode est la base du pixel d'un CIS mais une fois les charges converties en tension, il est nécessaire de les amplifier et de les convertir en données numériques. Pour cela, cette photodiode est incluse dans une chaîne de détection qui sera détaillée dans la sous-section suivante.

2.1.2. Architecture de la chaîne de détection

Comme il a été expliqué dans le chapitre 1, la particularité des CIS est d'intégrer la lecture et l'amplification du signal directement dans chaque pixel. Ainsi, chaque pixel est une chaîne de détection complète et différente des autres pixels, qui permet de convertir les photons en données numériques. Cette chaîne de détection est composée de plusieurs éléments qui sont illustrés sur la figure 2.5. Sur cette figure, on distingue deux cas : à gauche, un pixel d'un CIS utilisant une photodiode (et donc une couche sensible) en silicium et à droite, un pixel d'un CIS utilisant une photodiode conçue dans un autre semi-conducteur. La seule différence entre ces deux architectures est que pour le premier cas, la couche sensible et le circuit de lecture (ou multiplexeur) sont réalisés dans le même substrat de silicium alors que pour le second cas, la couche sensible est réalisée dans un autre matériau et est hybridée avec le multiplexeur en silicium par une bille d'indium. Dans les deux cas, la chaîne de détection est composée de trois éléments principaux : la couche sensible et le multiplexeur (qui forment ensemble le détecteur) et l'électronique externe. Les trois éléments seront détaillés dans la suite de cette section.

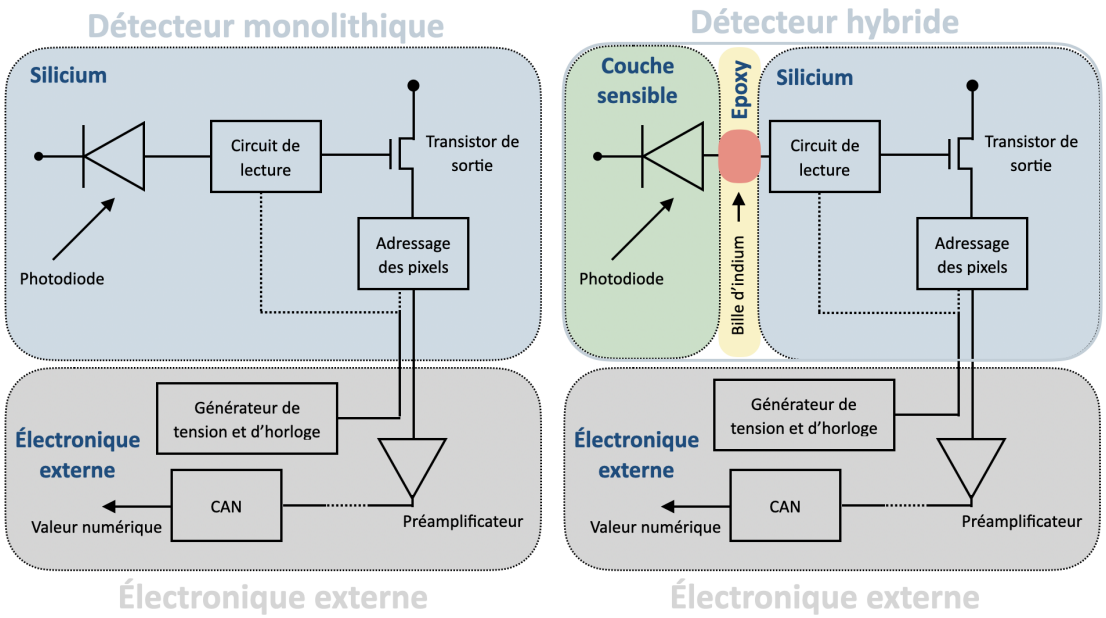


FIGURE 2.5. – Architecture simplifiée de la chaîne de détection d'un pixel d'un capteur CIS monolithique à gauche et hybridé à droite.

2.1.2.1. Couche sensible

Choix du matériau Puisque pour pouvoir générer une paire électron-trou par effet photoélectrique les photons doivent avoir une longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde de coupure du matériau, le choix du matériau de la couche sensible va dépendre de la longueur d'onde de la lumière à détecter. Néanmoins, d'autres critères vont également entrer en ligne de compte dans le choix du matériau comme les propriétés optiques ou la qualité de la maille cristalline. La qualité de la maille cristalline dépend principalement des procédés de fabrication employés par les fabricants, ainsi que de leur maîtrise technologique dans l'utilisation de ces matériaux spécifiques. Le silicium est le matériau le plus utilisé pour les capteurs d'images, car sa fabrication est parfaitement maîtrisée par les industriels. De plus, il possède de très bonnes propriétés optiques, notamment un temps de vie des porteurs long (selon le dopage, ce temps est souvent supérieur à la microseconde pour les trous [47]) permettant une collecte efficace des charges générées. Pour les CIS observant dans les longueurs d'ondes inférieures à 1 μm, le silicium est donc presque toujours utilisé. Cependant, pour les applications dans l'IR, il est nécessaire d'utiliser des semi-conducteurs ayant une longueur de coupure plus grande. Différents semi-conducteurs sont utilisés dans l'IR proche et on peut retrouver les plus utilisés sur la figure 2.6. Sur cette figure est tracée la largeur de la bande interdite des semi-conducteurs en fonction de leur constante de réseau. La constante de réseau correspond à la distance entre les atomes dans la maille cristalline et nous verrons dans le prochain paragraphe son importance dans la production de certaines couches sensibles. Comme on peut le voir sur la figure, il existe différents alliages de semi-conducteurs dont la largeur de la

bande interdite va varier en fonction de leur composition. Par exemple, l'alliage HgCdTe (aussi appelé MCT) permet de couvrir une large gamme de longueur d'onde (de 1 à 30 μm [11]) en fonction de la proportion de Mercure et de Cadmium.

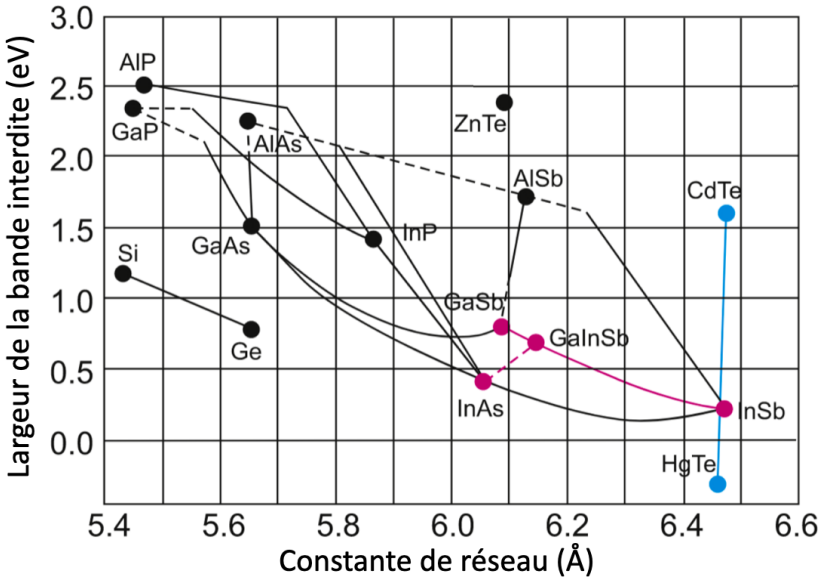


FIGURE 2.6. – Largeur de la bande interdite de différents semi-conducteurs utilisés dans l'IR proche en fonction de leur constante de réseau. Tirée de [11].

Croissance cristalline et gestion des défauts pour la fabrication de photodiodes
Il existe différentes méthodes de croissance cristalline pour produire la couche sensible et donc la photodiode en fonction du type de semi-conducteur. Pour les semi-conducteurs ne nécessitant pas un contrôle très précis de leur composition atomique (comme le silicium ou le germanium), la couche sensible peut être produite par des méthodes de croissance cristalline classique, telles que la méthode Czochralskij [48], qui consiste à fondre puis à faire refroidir progressivement le matériau pour qu'il cristallise. En revanche, pour ceux, comme le HgCdTe, qui nécessite un contrôle très précis de la composition atomique pour obtenir une homogénéité de l'alliage, la couche sensible est produite par des méthodes d'épitaxies. C'est une technique de croissance cristalline qui permet de déposer une couche atomique sur un substrat cristallin. Ainsi, les atomes déposés vont se placer sur la maille cristalline du substrat et vont former une nouvelle couche cristalline. Il existe différentes techniques d'épitaxie telles que l'épitaxie par jet moléculaire [49] ou l'épitaxie en phase liquide [50].

C'est durant la croissance que des défauts peuvent se créer dans la maille cristalline, principalement des dislocations et des impuretés. Ces défauts vont introduire des niveaux d'énergie intermédiaires dans la bande interdite qui vont favoriser la recombinaison des charges et la génération thermique de charges. L'une des causes principales de ces dislocations pour les semi-conducteurs obtenus par épitaxie est la nécessité de les faire

croître sur un substrat constitué d'un matériau différent. Si le substrat utilisé a une constante de réseau différente de celle du semi-conducteur de la couche sensible, la maille du semi-conducteur sera soumise à des contraintes mécaniques qui produiront des dislocations. Dans le cas du MCT, une des raisons qui en fait l'un des matériaux les plus utilisés dans l'IR est que, en le faisant croître sur un substrat de CdZnTe, il est possible en faisant varier la proportion de zinc, d'obtenir une constante de réseau très proche, voire identique à celle souhaitée pour le MCT. Ainsi, le nombre de dislocations est fortement réduit, ce qui permet d'obtenir notamment un temps de vie des porteurs long (souvent supérieur à la microseconde pour les porteurs minoritaires [51]). C'est également lors de la croissance que la photodiode va être créée, via le dopage du semi-conducteur. Tout d'abord, un dopage "principal" est réalisé en introduisant des impuretés dopantes dans le semi-conducteur pendant la croissance. Puis pour créer chaque photodiode (et donc chaque pixel), un dopage asymétrique, inverse au dopage principal, est réalisé par implantation ionique.

2.1.2.2. Circuit de lecture ou multiplexeur

La lecture de la tension aux bornes de la photodiode est réalisée par le circuit de lecture, aussi appelé multiplexeur. Pour les CIS en silicium, la photodiode et le multiplexeur sont réalisés dans le même substrat de silicium. Pour les CIS utilisant un autre semi-conducteur, chaque photodiode est reliée au multiplexeur par une bille d'indium comme indiqué sur la figure 2.5. Afin de s'assurer de bonnes performances mécaniques, une couche de résine époxy est injectée entre les billes d'indium. Le multiplexeur est responsable de deux opérations principales : la lecture du signal des pixels et l'adressage des pixels à lire. Pour ce faire, le multiplexeur va utiliser un élément de base de tous les circuits intégrés, les transistors à effet de champ MOS (MOSFET).

MOSFET Les transistors MOSFETs utilisent une capacité MOS pour contrôler la conductivité d'un canal entre la source et le drain via l'application d'un potentiel à la grille de la capacité. Le schéma d'un MOSFET est illustré sur la figure 2.7. La source et le drain sont des jonctions PN réalisées dans le substrat de silicium. Bien que la source soit nommée ainsi, car c'est la source des porteurs libres (généralement des électrons) et le drain la destination, il n'y a pas de différence physique entre les deux. Nous avons vu que lorsqu'une tension V_{GS} est appliquée entre la grille et le substrat d'une capacité MOS, les trous sont repoussés de la surface de la couche isolante vers le substrat. Si le potentiel est suffisamment élevé ($> V_T$, la tension seuil), la concentration en trous devient plus faible que la concentration en électrons (inversement pour une capacité MOS dopée N). On dit alors que la surface est inversée, car la concentration en porteurs majoritaires est inversée. Ce faisant, le canal entre la source et le drain va devenir conducteur et un courant va pouvoir circuler. Ce courant I_D appelé courant de drain est alors proportionnel à la largeur W du canal d'inversion et à la mobilité des électrons.

Le MOSFET peut se trouver dans 2 régimes de fonctionnement. Premièrement, si la tension V_{DS} entre le drain et la source est très faible devant $(V_{GS} - V_T)$, le MOSFET est

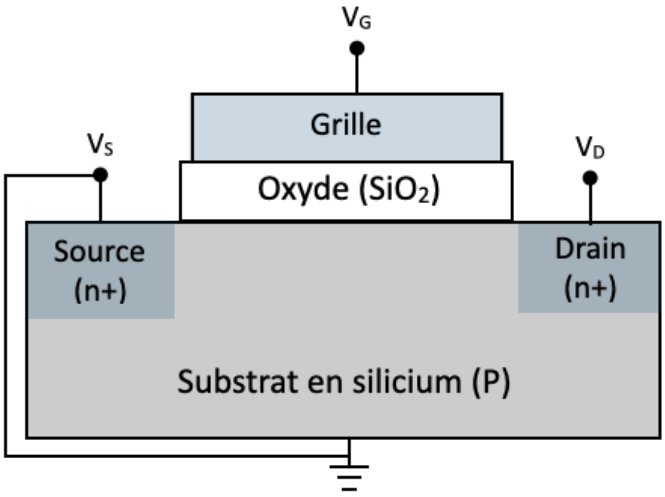


FIGURE 2.7. – Schéma d'un transistor MOSFET.

en régime linéaire et le courant I_D est proportionnel à la tension V_{DS} d'après la formule :

$$I_D = \mu C_{ox} \frac{W}{L} \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right) , \tag{2.10}$$

avec μ la mobilité des électrons en $m^2.V^{-1}.s^{-1}$, L la longueur du canal en m et V_T la tension seuil en V [52]. Puisque V_{DS} est très faible devant $(V_{GS} - V_T)$, l'équation 2.10 peut être simplifiée en

$$I_D \simeq \mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T) V_{DS} . \tag{2.11}$$

Dans ce régime, le MOSFET se comporte comme une résistance car le courant de drain est proportionnel à la tension V_{DS}. Les MOSFETs en régime linéaire sont très utilisés pour réaliser des interrupteurs électroniques. En effet, si l'on définit deux tensions V_{ON} et V_{OFF} telles que $V_{ON} > V_T$ et $V_{OFF} < V_T$, en appliquant l'une ou l'autre des tensions, le MOSFET laissera ou non passer le courant de la source au drain.
Deuxièmement, si la tension V_{DS} devient supérieure à $(V_{GS} - V_T)$, le MOSFET entre en régime de saturation, le courant de drain devient indépendant de la tension V_{DS}. En revanche, en régime de saturation, le courant de drain dépend de la tension de la grille V_{GS} selon la formule :

$$I_D = \mu C_{ox} \frac{W}{L} \frac{(V_{GS} - V_T)^2}{2} . \tag{2.12}$$

Ainsi le courant I_D peut être contrôlé en faisant varier le potentiel appliqué à la grille. La transconductance g_m du MOSFET, en siemens, décrit comment un changement de la tension de grille V_{GS} va se traduire en un changement de courant de drain. Elle est

définie par :

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} = \mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T) \, . \tag{2.13}$$

Lecture du signal La première opération du multiplexeur, la lecture, est réalisée en utilisant un MOSFET dans le régime de saturation. En effet, en connectant la "sortie" (la bille d'indium dans le cas de CIS hybride) de la photodiode à la grille d'un MOSFET en régime de saturation, le courant de drain I_D va être proportionnel à la charge stockée dans la capacité de la photodiode. Ainsi, la mesure du courant de drain permet de déterminer la charge stockée dans la capacité du pixel sans la détruire. Il existe différents circuits pour réaliser la lecture du signal, parmi lesquels le circuit à injection directe (DI) et l'amplificateur à transimpédance capacitif (CTIA), dont une description détaillée est disponible dans [53]. Néanmoins, le plus utilisé dans des CIS pour l'astronomie et la cosmologie est l'amplificateur à drain commun ou Source Follower (SFD), illustré sur la figure 2.8. Dans ce circuit, au début d'une intégration, un potentiel V_{reset} est appliqué à la sortie de la photodiode. Cette étape est appelée reset et permet d'initialiser l'état électrique de la photodiode. L'application de ce potentiel est réalisée par un interrupteur MOSFET qui va permettre d'appliquer la tension puis de la déconnecter. L'autre côté de la photodiode est, lui, au potentiel fixe V_{sub}. Ensuite, le pixel va intégrer des charges photogénérées qui vont faire varier la tension à ses bornes. Cette tension est ensuite appliquée à la grille d'un MOSFET en régime de saturation. Ce faisant, le courant de drain est proportionnel à la charge stockée dans la capacité du pixel. Chaque photodiode est connectée à un circuit de lecture pour pouvoir être lue individuellement.

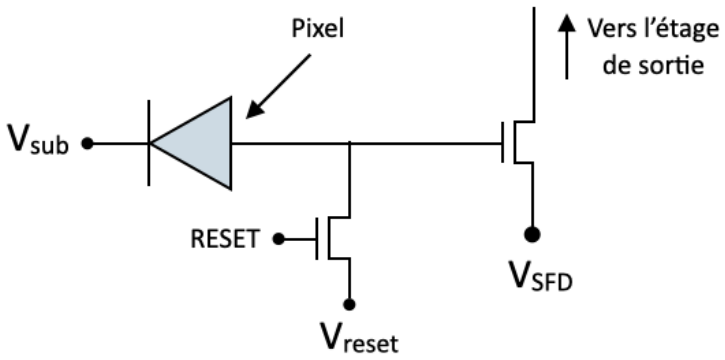


FIGURE 2.8. – Architecture d'un amplificateur à drain commun ou SFD.

Adressage des pixels La seconde opération du multiplexeur est l'adressage des pixels, qui permet de choisir quel pixel lire. Cet adressage est effectué en utilisant des MOSFETs dans le régime linéaire qui servent d'interrupteur. En général, chaque ligne et chaque colonne de pixels possède un interrupteur pour connecter le drain du SFD à la sortie du détecteur. Ces interrupteurs sont contrôlés par des horloges fournissant une tension binaire (V_{ON} ou V_{OFF}) aux grilles des MOSFETs. Ainsi, pour lire un pixel, il faut

que les signaux d'horloge ligne et colonne de ce pixel soient à V_{ON}. En appliquant ces tensions de manière séquentielle, on va pouvoir lire chaque pixel individuellement, l'un après l'autre. La même méthode est utilisée pour effectuer un reset séquentiel de chaque pixel. L'utilisation de MOSFETs comme interrupteurs permet de fortement réduire la consommation électrique du détecteur mais présente également des inconvénients. Par exemple, lorsque le signal d'horloge passe de V_{ON} à V_{OFF}, le canal d'inversion sous la couche d'oxyde ne va pas se fermer instantanément, laissant un courant de fuite passer [54].

2.1.2.3. Électronique externe

En plus du détecteur composé de la couche sensible et du multiplexeur, les CIS utilisent une électronique externe au détecteur. Premièrement, cette électronique est responsable de fournir les différentes tensions et horloges nécessaires au fonctionnement du détecteur et à la lecture des pixels. Deuxièmement, elle permet de lire le signal en sortie de chaque pixel et de le convertir en une valeur numérique. Lorsqu'un pixel est lu, autrement dit lorsque les deux interrupteurs ligne et colonne correspondants sont 'ON', le drain du SFD va être connecté à un amplificateur de sortie, généralement de type SFD également. C'est cet amplificateur de sortie qui est connecté à l'électronique externe. L'électronique externe peut être très différente en fonction des besoins mais elle est généralement composée au moins d'un préamplificateur et d'un convertisseur analogique numérique (CAN). Le préamplificateur permet d'amplifier le signal analogique très faible en sortie du détecteur pour le rendre compatible avec la dynamique du CAN. Le CAN convertit ensuite le signal de tension en valeur numérique en ADU (Arbitrary Digital Unit), codée sur un certain nombre de bits (la plupart du temps 16). Pour ce faire, le CAN associe une dynamique d'entrée de V_{min} à V_{max} à une dynamique de sortie de 0 à $2^n - 1$ ADU où n est le nombre de bits du CAN. Par exemple, un CAN 16 bits associera à la valeur maximale de sa dynamique d'entrée une valeur de sortie de $2^{16} = 65536$ ADU. Toute tension inférieure à V_{min} sera codée à 0 ADU et toute tension supérieure à V_{max} sera codée à $2^n - 1$ ADU. La relation entre le signal en entrée et celui en sortie du CAN s'exprime par la relation :

$$S_{ADU} = \frac{V_{in} - V_{min}}{V_{max} - V_{min}} \times 2^n = S_{volts} \times \frac{2^n}{V_{max} - V_{min}}, \tag{2.14}$$

avec S_{ADU} la valeur numérique en sortie du CAN et S_{volts} la valeur en Volts en entrée du CAN. Bien que le comportement idéal du CAN sur sa gamme soit censé être linéaire, il devient non linéaire à l'approche des extrémités de celle-ci. Une fois numérisée, la valeur du signal peut être sauvegardée et traitée notamment pour mesurer le flux lumineux.

Cette section a rigoureusement analysé les étapes fondamentales impliquées dans le fonctionnement des pixels d'un CIS, de la génération des charges à la conversion du signal en données numériques. L'étude du fonctionnement d'une photodiode a mis en lumière comment l'interaction entre un semi-conducteur et un photon permet de générer une paire électron-trou. L'utilisation de jonctions PN ou de capacités MOS a permis de

comprendre le besoin d'augmenter la largeur de la zone de déplétion afin d'accroître la quantité de charges collectées et donc d'améliorer l'efficacité du détecteur. L'étude de la capacité de la photodiode a également révélé la dépendance de celle-ci à la largeur de cette zone de déplétion.

En repositionnant la photodiode dans la chaîne de détection que constitue chaque pixel, nous avons pu voir comment la tension aux bornes de la photodiode est amplifiée puis convertie en données numériques. Cette section a mis en avant le rôle des MOSFETs dans la lecture des pixels, mais également dans l'adressage de ceux-ci, permettant une lecture individuelle de chaque pixel. Finalement, le rôle de l'électronique externe au détecteur, dernier maillon de la chaîne de détection, a été présenté.

La compréhension approfondie des différents mécanismes mis en jeu dans la chaîne de détection des pixels d'un CIS est essentielle pour le développement de modèles de réponse des pixels fiables. Dans la prochaine section, nous nous baserons sur ces mécanismes pour décrire l'état de l'art du modèle de réponse du pixel utilisé actuellement, qui sera appelé dans la suite modèle standard de réponse pixel.

2.2. Modélisation standard de la réponse du pixel

La modélisation de la réponse du pixel est indispensable dans le cadre d'une mission scientifique utilisant des CIS. Elle permet non seulement l'estimation du flux photonique reçu par le détecteur, mais également celle de ses performances. Cette modélisation a pour objectif de définir une représentation mathématique de la réponse du pixel en se basant sur les différents mécanismes physiques mis en jeu dans la chaîne de détection. Dans cette section sera décrit l'état de l'art de cette modélisation. Tout d'abord, les paramètres utilisés pour décrire les étapes de conversion du signal seront détaillés. Par la suite, nous intégrerons dans le modèle les divers défauts qui peuvent altérer la lecture des signaux, tant au niveau d'un pixel unique que de l'ensemble de la matrice. Nous conclurons avec une analyse critique des limites de ce modèle standard de réponse pixel, soulignant les défis persistants dans la représentation fidèle de la réponse des pixels. Nous ne parlerons pas dans cette section des différentes corrections qui peuvent être apportées après la mesure du flux pour corriger certains défauts tel que le bruit corrélé [55] et les anomalies de reset [33].

2.2.1. Modèle simple : du photon à l'ADU

Lorsqu'une source lumineuse éclaire un pixel, le nombre de photons frappants ce pixel durant un temps T peut varier de manière aléatoire autour d'une valeur moyenne P. Cette variation suit une distribution statistique de Poisson, où la moyenne du nombre de photons est P et l'écart type est $\sqrt{P}$. La nature stochastique de l'arrivée des photons crée un bruit intrinsèque appelé bruit de photons qui limite la précision avec laquelle le nombre de photons incidents peut être mesuré. Pour modéliser la réponse pixel, la première étape consiste à prendre en compte les différentes conversions du signal prenant

place au sein de la chaîne de détection.

2.2.1.1. Efficacité quantique

La première conversion ayant lieu dans la photodiode est la conversion des photons en tension électrique. Cette conversion peut se diviser en deux étapes, la génération des charges et la collecte de celles-ci, qui sont, chacune, affectées par plusieurs phénomènes physiques. Tout d'abord, pour la génération de charges, une partie des photons incidents sur le détecteur sont réfléchis par la surface et donc ne peuvent pas interagir avec la photodiode. Ensuite, la probabilité qu'un photon génère une paire électron-trou est régie par le coefficient d'absorption α du matériau et l'épaisseur de la couche sensible. De plus, comme nous l'avons vu dans la section 2.1, ce coefficient d'absorption dépend de la longueur d'onde. Finalement, une fois les charges générées, en fonction de la longueur de diffusion des porteurs dans le matériau et de l'épaisseur de celui-ci, une partie des charges vont se recombiner avant d'être collectées par la photodiode. Néanmoins, pour une photodiode donnée, tous les paramètres influençant ces phénomènes, à part la longueur d'onde, sont fixés [46]. Ainsi, pour une longueur d'onde donnée, il est possible de modéliser la conversion des photons en charges par un seul paramètre, l'efficacité quantique QE qui correspond au ratio entre le nombre de photons incidents sur le détecteur et le nombre de charges collectées par le pixel. On peut donc décrire le nombre de charges collectées par le pixel par l'équation :

$$Q(\mathrm{e}^-) = P \times QE\,, \tag{2.15}$$

avec QE l'efficacité quantique qui varie entre 0 et 1 (pour un détecteur parfait dans le domaine visible et infrarouge, chaque photon produit une charge), P le nombre de photons incidents sur le pixel et Q le nombre d'électrons (ou de trous) collectés. La QE est aussi souvent exprimée en pourcentage. Les CIS les plus performants peuvent atteindre des QE supérieures à 90 % [22]. Puisque la longueur d'onde d'absorption du matériau dépend de la longueur d'onde du photon incident, la QE est également dépendante de celle-ci. Elle dépend également de la température du détecteur, en effet, celle-ci va influencer la longueur d'absorption du matériau, mais également la mobilité des porteurs [56]. De même que pour le nombre de photons, le nombre de charges générées dans un intervalle de temps étant discret, il suit également une loi de Poisson de moyenne Q et d'écart type $\sqrt{Q}$.

2.2.1.2. Gain de conversion

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1, une fois les charges collectées, elles sont converties en tension par la capacité de la photodiode. Le signal électrique en volts résultant va ensuite subir plusieurs étapes d'amplification, d'abord par le circuit de lecture du pixel, puis par l'amplificateur de sortie et enfin par le préamplificateur présent dans l'électronique externe. Finalement, le signal en volts va être converti en ADU par le CAN. La conversion des charges en tension par la photodiode est régie par l'équation 2.6

et donc la tension aux bornes de la photodiode est proportionnelle au nombre de charges collectées avec un facteur de proportionnalité qui dépend principalement des caractéristiques de la photodiode (eq 2.7 et eq 2.8). Les différents transistors utilisés pour lire et amplifier la tension sont des MOSFETs en régime de saturation. Comme cela a été décrit par l'équation 2.13, un changement de la tension en entrée des MOSFETs entraîne un changement du courant de drain au changement de tension. Finalement, le CAN va convertir le signal en tension en une valeur numérique en ADU. La relation entre le signal en entrée et celui en sortie du CAN décrite par l'équation 2.14 est également linéaire sur sa gamme de fonctionnement. Bien que chacune de ces conversions ou amplifications soit distincte et qu'un facteur de conversion puisse être défini pour chacune, elles sont généralement modélisées conjointement par un seul paramètre, le gain de conversion g en e.ADU^{-1}. Ainsi le signal en ADU est classiquement donné par la formule [46] :

$$S_{\text{ADU}} = \frac{Q}{g} = \frac{P \times QE}{g}. \tag{2.16}$$

Puisque la transconductance des MOSFETs dépend des différentes tensions appliquées, le gain de conversion est également dépendant de celles-ci. De même, les tensions appliquées aux bornes de la photodiode lors d'un reset vont influencer la capacité de celle-ci et donc le gain de conversion. La température peut également influencer le gain de conversion. En effet, elle a une influence sur la mobilité des électrons et donc sur la transconductance des MOSFETs.

2.2.2. Bruit de mesure et défauts du pixel

Après avoir examiné les processus de conversion du signal, cette section se concentre sur le bruit de mesure et les défauts structurels des pixels, facteurs altérant la mesure du flux lumineux qui doivent donc être inclus dans le modèle de réponse du pixel.

2.2.2.1. Bruit de lecture

Le bruit thermique, également connu sous le nom de bruit Johnson-Nyquist, constitue la première source de perturbation dans la lecture du signal d'un pixel. Ce bruit est induit par le mouvement aléatoire des électrons dans tout conducteur, générant des variations de tension aux bornes de celui-ci. Ces variations de tension résultantes suivent une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart type non nul [57, 58]. Puisque chaque conducteur présent dans la chaîne de détection va créer un bruit Johnson, dans la modélisation de la réponse pixel, on va considérer la somme de ces bruits que l'on appelle le bruit de lecture σ_r [46]. Ce bruit n'affecte pas la moyenne de la mesure, mais affecte son écart-type. Comme expliqué dans la section 1.2, la méthode la plus simple pour estimer le flux lumineux reçu par le pixel est d'effectuer 2 lectures du pixel séparées d'un temps T, d'estimer le nombre de photons reçus entre les deux mesures et de le diviser par le temps d'intégration. Cette méthode est appelée double échantillonnage corrélé ou CDS. En prenant en compte la conversion du signal, la mesure du flux lumineux est alors

donnée par :

$$F_p = g\frac{S_2 - S_1}{QE\ T}\,, \tag{2.17}$$

avec S_1 et S_2 les valeurs en ADU des deux lectures et F_p l'estimation du flux lumineux en photons.s^{-1}. Le bruit de mesure est généralement exprimé en électrons et donc pour le calculer, on utilise le flux F_e en électrons.s^{-1} qui vaut simplement $F_p \times QE$. L'incertitude sur la mesure de ce flux, dont le calcul détaillé est disponible en Annexe A, est alors donnée par :

$$\sigma_{F_e} = \frac{1}{T}\sqrt{2\sigma_{\mathrm{r}}^2 + Q}\,, \tag{2.18}$$

avec Q le nombre de charges collectées par le pixel durant le temps, ici T. Il est donc crucial de limiter ce bruit de lecture pour garder une incertitude sur la mesure du flux qui respecte les spécifications de la mission. De plus, pour des observations à faible flux, le bruit de lecture devient la principale source d'incertitude sur la mesure du flux lumineux. Par exemple, pour le détecteur ALFA dont le bruit de lecture a été estimé à 40 électrons, lors d'une mesure CDS, le bruit de lecture devient dominant pour des flux inférieurs à 3200 électrons par seconde [59]. Néanmoins, il existe d'autres modes de lecture qui permettent de limiter la contribution du bruit de lecture à l'incertitude sur la mesure de flux. Ces modes de lecture seront détaillés dans la section suivante.

2.2.2.2. Modes de lecture

Avant de passer à la suite de la modélisation de la réponse pixel, il est important de décrire les différents modes de lecture utilisés par les différentes missions pour réduire la contribution du bruit à l'incertitude sur la mesure de flux.

Acquisition Up the Ramp Le moyen le plus efficace pour réduire la contribution du bruit de lecture à l'incertitude de mesure du flux est possible d'effectuer N lectures successives d'un pixel séparées d'un temps T_i pour créer une rampe de signal. L'estimation de la pente par une régression linéaire permet d'estimer le flux lumineux reçu par le pixel. Ce faisant, la contribution du bruit de lecture va être réduite par un facteur $\sqrt{N}$, il est donc théoriquement possible même à très bas flux (une dizaine de photons par seconde) d'être uniquement limité par le bruit de photons. Néanmoins, cette méthode est très coûteuse en termes de stockage de données et de temps de calcul. Elle est donc souvent inapplicable, notamment pour les missions spatiales qui embarquent des unités de stockages et de traitement de données limitées. Ce mode de lecture, illustrée figure 2.9, est appelé Up the Ramp (UTR).

Acquisition Fowler-M Une solution efficace pour réduire la contribution du bruit de lecture à l'incertitude de mesure tout en n'enregistrant pas la totalité de la rampe est d'utiliser une méthode d'acquisition définie par Fowler et appelée Fowler-M [60]. Dans cette méthode, illustrée figure 2.9 en haut à droite, le pixel est lu, mais seulement les M

premières et les M dernières lectures sont enregistrées. Ensuite, le flux de photons est estimé en utilisant la formule :

$$F_p = \frac{g}{M} \frac{\left(\sum_{i=(N-M)}^{N} S_i - \sum_{i=1}^{M} S_i \right)}{QE\, T_{\text{exp}}}, \tag{2.19}$$

Avec S_i la valeur du signal en ADU à la ième lecture et T_{exp} le temps d'exposition, soit le temps entre la première frame et la frame (N-M). Ainsi, 2M valeurs uniquement ont besoin d'être enregistrées au lieu de N et l'incertitude sur le flux en électrons.s^{-1}, dont le calcul est détaillé en Annexe A, devient :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Fe}} &= \frac{1}{T_{exp}} \sqrt{\frac{2\sigma_{\text{r}}^2}{M} + (T_i\,(N-2M)+k) \times Q}, \\ \text{avec}\, k &= \frac{(M-1)\,(2M-1)}{3M}. \end{aligned} \tag{2.20}$$

Ici, T_i est le temps entre chaque lecture et N le nombre total de lectures. La contribution du bruit de lecture est donc réduite par un facteur M par rapport à une lecture CDS.

Acquisition MACC(n,m,d) Finalement, la dernière méthode utilisée par les missions pour réduire la contribution du bruit de lecture est l'acquisition MACC(n,m,d) pour Multi ACCumulated. Dans cette méthode, les m premières lectures du pixel sont enregistrées puis les d suivantes ne le sont pas et ce schéma est répété n fois. Cette méthode est illustrée figure 2.9 en bas. Chaque m lecture enregistrée est appelée un groupe. Ensuite, soit on enregistre les m lectures de chaque groupe, soit on les moyenne pour chaque groupe et on stocke uniquement les moyennes afin de diminuer le stockage nécessaire. Il existe ensuite différentes formules pour obtenir une estimation du flux [61, 62]. Cette méthode, permettant de réduire encore plus la contribution du bruit de lecture par rapport à une acquisition Fowler tout en limitant les données à stocker, est très utilisée par les missions spatiales.

2.2.2.3. Courant d'obscurité

Le deuxième principal défaut affectant la réponse pixel est le courant d'obscurité, aussi appelé dark current en anglais. Il est nommé ainsi car il produit un signal en l'absence de flux lumineux. Ce courant provient de la génération thermique de charges inhérente à tout semi-conducteur et est exprimé en nombre d'électrons générés par seconde et par pixel ($e^- s^{-1} pixel^{-1}$). De plus, si des défauts sont présents dans la maille cristalline du semi-conducteur, cela augmentera cette génération. En effet, en présence de niveaux d'énergie intermédiaires dans la bande interdite, les électrons de valence peuvent passer par ces niveaux pour atteindre la bande de conduction. Ces charges sont ensuite collectées par la photodiode, deviennent indiscernables de celles générées par

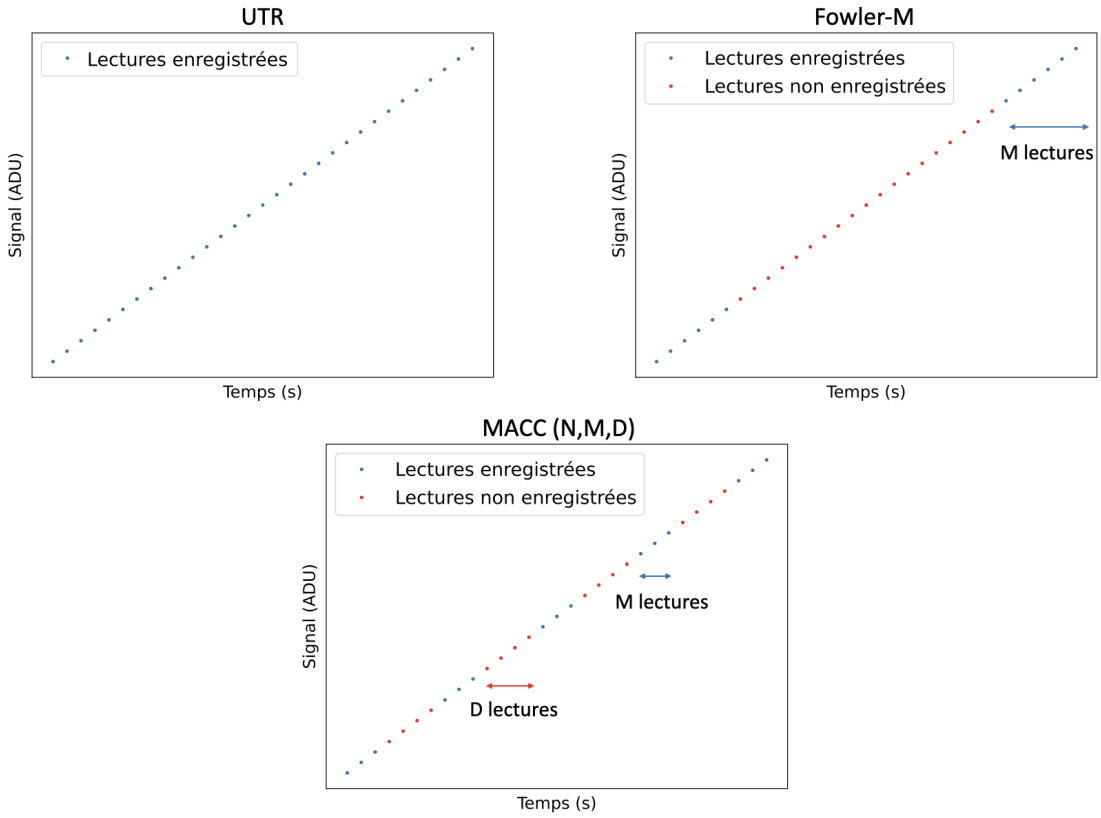


FIGURE 2.9. – Modes de lecture d'un pixel, en haut à gauche UTR, en haut à droite Fowler-M et en bas MACC(n,m,d)

l'interaction du semi-conducteur avec un photon. Il existe diverses sources de courant d'obscurité provenant de différentes parties de la photodiode (zone de déplétion, zone neutre, différentes interfaces). Néanmoins, pour une architecture de photodiode donnée, ces courants d'obscurité sont constants pour une température fixée [46]. Ainsi le courant d'obscurité est classiquement modélisé par un courant constant I_{dark} en électrons par seconde. Le signal total mesuré par le pixel est donc donné par :

$$S_{\mathrm{ADU}} = \frac{P \times QE + Q_D}{g}, \tag{2.21}$$

avec $Q_D = I_{dark} \times T$ le nombre de charges générées par le courant d'obscurité durant le temps T. De plus, les charges générées par le courant d'obscurité suivent également une loi de Poisson de moyenne Q_D et d'écart type $\sqrt{Q_D}$. Le bruit créé par la variation de la quantité de charges générées par le courant d'obscurité va donc s'ajouter au bruit de photons. Par exemple, si l'on ajoute ce bruit à l'équation 2.18, on obtient :

$$\sigma_{F_e} = \frac{1}{T}\sqrt{2\sigma_{\mathrm{r}}^2 + Q + Q_D}\,. \tag{2.22}$$

Il est donc important de réduire au maximum le courant d'obscurité pour garder une incertitude sur la mesure du flux en dessous des spécifications. Ce courant provenant de la génération thermique de charges, plus la température est élevée, plus il sera important [63]. C'est pourquoi la plupart des CIS utilisés en astronomie et en cosmologie sont très fortement refroidis (environ 100K pour les détecteurs d'Euclid par exemple). Pour les détecteurs les plus performants, ce courant d'obscurité peut être réduit jusqu'à des niveaux de l'ordre de $10^{-2}\,e^{-}s^{-1}$ ($9.10^{-3}\,e^{-}s^{-1}$ pour les détecteurs de l'instrument NIRSPEC du JWST par exemple [64]).

2.2.2.4. Non-linéarité de la réponse pixel

Depuis le début de cette section, la réponse du pixel a été considérée comme étant linéaire. Pourtant, comme il a été présenté dans la section 2.1, de nombreux éléments de la chaîne de détection ont un comportement non-linéaire.

Non-linéarité classique Tout d'abord, d'après l'équation 2.6, la relation entre la tension aux bornes de la photodiode et le nombre de charges collectées dépend de la capacité de celle-ci. Or, d'après les équations 2.7 et 2.8, la capacité de la photodiode dépend de la tension à ses bornes. Or, lorsque des charges sont photogénérées puis collectées, elles neutralisent les ions présents aux bornes de la zone de déplétion et donc diminuent la tension aux bornes de la photodiode. Ainsi, plus la photodiode intègre de charges, plus la tension à ses bornes diminue et plus sa capacité augmente. La relation entre la tension et le nombre de charges collectées est donc non-linéaire puisque la capacité dépend du nombre de charges collectées. Cette non-linéarité est appelée non-linéarité V/Q. Ensuite, l'utilisation de MOSFETs en régime de saturation pour la lecture du signal introduit également une non-linéarité. Premièrement, la transconductance d'un MOSFET (eq 2.13) dépend de la largeur de leur zone de déplétion. Or, la largeur de la zone de déplétion d'un MOSFET (eq 2.5) dépend de la tension appliquée à la grille du MOSFET. Ainsi, la relation entre le changement du courant de drain du MOSFET et le changement de tension appliquée à la grille devient non-linéaire. Deuxièmement, lorsqu'un MOSFET est utilisé en régime de saturation, la mobilité des électrons dans son canal d'inversion varie avec la tension appliquée à la grille [65]. Ainsi, plus la tension appliquée à la grille est élevée, plus la mobilité des électrons diminue. Or la transconductance dépend également de la mobilité des électrons et donc de la tension appliquée à la grille. Cette non-linéarité est appelée non-linéarité V/V. Bien qu'issus de sources différentes, ces 2 types de non-linéarités sont généralement regroupés sous l'appellation de non-linéarité classique. La modélisation standard de cette non-linéarité consiste à utiliser une relation polynomiale entre le signal en ADU et le nombre de charges collectées [66, 67] :

$$S_{\mathrm{ADU}} = \frac{1}{g}\sum_{i=0}^{n} a_i \times Q^i\,, \tag{2.23}$$

avec a_i les coefficients du polynôme et n l'ordre du polynôme. Par exemple, Plazas [66] et Hirata [67] utilisent un modèle du second ordre : $S_{\text{ADU}} = \frac{1}{g}\left(Q + \beta \times Q^2\right)$ avec β le coefficient de non-linéarité (en $1/\text{e}^-$). La modélisation de cette non-linéarité par cette relation polynomiale permet de corriger un biais potentiel dans l'estimation du flux lumineux. Par exemple, en prenant un modèle du second ordre avec un gain de 2 e.ADU^{-1} et un coefficient de non-linéarité de 5.10^{-7}e^{-1}, similaire à celui utilisé par Plazas [68], pour une charge intégrée de 10^5e^-, l'impact de la non-linéarité sur le signal mesuré en ADU est de 5%. Cette modélisation est aussi utilisée implicitement depuis les années 2000 par diverses missions employant des détecteurs CIS [69, 70, 71] pour corriger l'impact de la non-linéarité sur l'estimation du flux. Précisément, le flux mesuré en ADUs par seconde est estimé suivant un modèle polynomial. Le flux étant constant, de même que la conversion photons/électrons (QE), la nature polynomiale du flux provient donc de la conversion des électrons en ADUs, soit de l'équation 2.23.

Saturation En plus de cette non-linéarité classique, présente dès la première charge photogénérée, il en existe une autre, appelée saturation, qui survient lorsque le pixel ne peut plus détecter de nouvelles charges. Lorsque cette saturation intervient, le signal du pixel atteint sa valeur maximale et devient constant. Cette saturation peut être de deux types différents en fonction des réglages de l'électronique de lecture. La première forme de saturation est la saturation du CAN. Comme expliqué dans la section 2.1, lorsque la tension en entrée du CAN est plus grande que le maximum de sa dynamique d'entrée, alors le signal en sortie va être plafonné à la valeur maximale de sa dynamique de sortie. Ainsi, même si la tension aux bornes de la photodiode continue d'augmenter, le signal en sortie du CAN reste constant. La seconde forme de saturation correspond à la charge maximum que peut intégrer la photodiode du pixel. En effet, comme toute photodiode, on peut modéliser sa caractéristique courant-tension par l'équation de Shockley [72] en ajoutant le courant provenant des charges photogénérées :

$$I = I_D\left(\text{e}^{\frac{V}{V_\text{T}}} - 1\right) - I_\text{ph}\,, \tag{2.24}$$

avec I_D le courant d'obscurité, V la tension aux bornes de la photodiode, I_ph le courant provenant des charges photogénérées et $V_\text{T} = k_B T/e$ la tension thermique où $k_B = 1.38.10^{-23}\text{J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann. Au début d'une acquisition, V est négative et V_T est très faible ($\simeq 8.6\text{mV}$ à 100K) donc le courant I est égal à la somme $-\left(I_D + I_\text{ph}\right)$. Ensuite, lorsque des charges photogénérées sont collectées, V augmente et le courant I diminue jusqu'à atteindre un équilibre où le courant provenant des photons est compensé par celui de la photodiode. À l'équilibre $I = 0$, il n'y a plus de courant qui circule et la photodiode est saturée. On appelle cette saturation le Full Well (FW) et on définit le nombre de charges maximum que peut intégrer la photodiode comme la capacité du puits ou Full Well Capacity (FWC).

2.2.2.5. Persistance

Un autre défaut important de la réponse pixel qui a été découvert et interprété récemment se trouve être la persistance des images [73]. En effet, il a été constaté que les observations antérieures laissent une empreinte sur les observations qui suivent [74]. Cette empreinte que l'on interprète comme un flux s'ajoutant au flux photonique de l'observation courante dépend de l'intensité et de la durée de l'illumination précédente. Pour de très fortes illuminations (qui saturent la photodiode ou dépassent le FW), ce signal résiduel peut rester détectable durant plusieurs heures et va donc fortement affecter les observations de sources peu lumineuses. Il est donc indispensable de le prendre en compte dans le modèle de réponse pixel afin de le corriger. La théorie la plus admise [73] est que ce phénomène est causé par un processus de capture et d'émission de charges par des défauts de la structure cristalline, aussi appelés pièges, qui sont présents dans la zone de déplétion. Au début d'une observation, chaque pixel est remis à zéro et la taille de la zone de déplétion est maximale. Durant l'acquisition, les charges photogénérées sont collectées par la photodiode et vont diminuer la largeur de la zone de déplétion selon les équations 2.4 et 2.5. Dans le même temps, une partie de ces charges va être piégée dans des défauts cristallins situés dans la zone de déplétion. La zone de déplétion ayant diminuée, ces pièges n'en font plus partie et ne peuvent donc réémettre les charges piégées. Cependant, lors du reset suivant, la largeur de la zone de déplétion est réinitialisée et les charges piégées sont donc exposées à un champ électrique qui les pousse à émettre les charges. Ces charges provenant des pièges vont ainsi participer au signal mesuré par le pixel. En fonction des caractéristiques des pièges, les charges peuvent avoir des temps caractéristiques de piégeage et de dépiégage très longs, allant de quelques secondes à plusieurs heures. Le modèle proposé pour ce signal de persistance est un signal S_{pers} s'ajoutant au signal photonique selon un modèle de type exponentiel [73] :

$$S_{\text{pers}} = \sum_{i}^{N} a_i \times \left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_i}}\right), \tag{2.25}$$

avec a_i l'amplitude du signal de persistance, τ_i le temps caractéristique de réémission du piège et t le temps écoulé depuis la fin de l'illumination. Le nombre d'exponentielles N correspondant aux différents types de pièges considérés, est souvent fixé à 3 [75]. Les temps caractéristiques τ_i sont déterminés par la calibration du détecteur. Différentes formules sont employées pour calculer les amplitudes a_i mais elles reposent toutes sur un calcul au temps t du nombre de charges piégées. Ce nombre de charges est lui-même modélisé selon différentes formules qui dépendent généralement de la durée de l'illumination précédente et de son intensité [76, 77]. Certaines missions, comme JWST, considèrent également que les amplitudes de persistance dépendent du type d'illumination, continue ou venant d'un cosmique, mais aussi de l'état de la diode au moment de l'illumination [78]. En effet, il a été montré que la persistance est différente lorsque la diode est saturée ou non [77]. En pratique, le calcul et la calibration des amplitudes étant très gourmands en temps de calcul, certaines missions peuvent se

permettre d'attendre que le signal de persistance devienne négligeable plutôt que de le corriger.

2.2.3. Les défauts d'une matrice de pixels

En plus des défauts d'un pixel unique, l'appartenance à une matrice de pixels, souvent très nombreux (jusque 8k×8k), et la proximité des pixels (quelques microns) va introduire des corrélations dans la réponse de pixels proches. Ces corrélations doivent aussi être prises en compte dans le modèle de réponse pixel.

2.2.3.1. Capacité interpixel

Le premier type de corrélation dans la réponse des pixels proches provient de leur très grande proximité (jusqu'à 10 microns pour des H4RGs [16]). En effet, à cause de cette proximité, le champ électrique créé par les charges collectées dans un pixel influence l'état électrique des pixels adjacents. Cette influence de l'état électrique des pixels adjacents est modélisée par la formation de capacités parasites entre les pixels adjacents [79]. C'est pourquoi ce phénomène est appelé capacité interpixel (Inter Pixel Capacitance ou IPC). Ces capacités causent une diaphonie (ou crosstalk) électrique entre les pixels proches, entraînant la détection d'une partie des charges collectées dans un pixel par un pixel voisin. Cette corrélation entre les signaux lus par des pixels voisins peut biaiser les mesures du flux lumineux d'un objet céleste. En effet, pour estimer la taille d'un objet sur le plan focal, les missions utilisent la fonction d'étalement du point (ou PSF) [80, 81] qui décrit comment un objet ponctuel est projeté sur les détecteurs. Cette estimation permet ensuite de déterminer quels pixels reçoivent de la lumière de l'objet et donc de calculer le flux lumineux total de celui-ci. Or, à cause du crosstalk, l'IPC augmente artificiellement la taille de l'objet ($\sim 5\%$ pour les détecteurs de WFIRST [82]). Ainsi une partie du flux lumineux de l'objet sera en dehors de la zone définie par la PSF et donc ne sera pas pris en compte dans l'estimation du flux, créant donc un biais. Il est donc indispensable de modéliser l'IPC pour corriger ce biais. La modélisation de l'IPC la plus utilisée a été proposée par Moore[83]. Dans ce modèle, Moore définit la réponse impulsionnelle 2D h_{ij} d'un pixel (i, j) de la matrice comme la représentation de l'effet des capacités interpixels sur la détection de la charge collectée par un pixel. Elle est définie par une fonction discrète 2D telle que la tension détectée aux bornes de la capacité du pixel (i, j) est donnée par :

$$V_{i,j} = \frac{Q_{ij}}{C_{ij}} * h_{ij}\,, \tag{2.26}$$

avec Q_{ij} la charge collectée par le pixel et C_{ij} la capacité de ce pixel. Ainsi le signal $S_{ij,m}$ mesuré par le pixel de la ligne i et de la colonne j est modélisé comme la convolution entre le signal réel $S_{ij,r}$ des charges collectées par le pixel et la réponse impulsionnelle h :

$$S_{ij,m} = S_{ij,r} * h_{ij}. \tag{2.27}$$

En l'absence d'IPC, la réponse impulsionnelle est une matrice 3×3 centrée sur le pixel lu :

$$h = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.28}$$

Toutefois, à cause de la présence d'IPC, cette réponse impulsionnelle est plus complexe. Différentes versions de cette matrice existent, certaines négligeant les termes diagonaux ou supposant certaines symétries. Par exemple, Moore [83] utilise le noyau suivant :

$$h = \begin{bmatrix} 0 & \alpha & 0 \\ \alpha & 1-4\alpha & \alpha \\ 0 & \alpha & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.29}$$

Il suppose donc que les coefficients diagonaux sont nuls et que les coefficients adjacents sont tous identiques et valent α. Dudik utilise des coefficients diagonaux tous égaux et valant le carré des coefficients adjacents [84]. Dans tous les cas, la somme des éléments de la matrice doit être égale à 1 pour respecter la conservation de la charge.

2.2.3.2. Diffusion et Brighter Fatter Effect

Le deuxième type de corrélation spatiale dans la réponse des pixels proches provient de la diffusion de charges dans la couche sensible. Lorsqu'un électron est photogénéré dans la couche sensible, il diffuse dans celle-ci jusqu'à être collecté par le champ électrique de la photodiode d'un pixel. Après un reset, chaque pixel de la matrice est dans le même état et donc les champs électriques de chaque photodiode sont sensiblement identiques. En revanche, si un pixel reçoit plus de lumière que ses voisins, il va intégrer plus de charges, la tension aux bornes de sa photodiode va se réduire et donc le champ électrique de celle-ci sera moins étendu que celui des photodiodes adjacentes. À cause de cela, des charges qui, au début de l'acquisition, auraient été détectées par un pixel seront détectées par son voisin, car le champ électrique de sa photodiode "déborde" sur celui de son voisin. Ce phénomène est appelé Brighter Fatter Effect (BFE) car il fait paraître des sources lumineuses plus étendues qu'elles ne le sont. En effet, les charges vont se répandre aux pixels adjacents qui recevront plus de charges qu'ils auraient dû sans cet effet et donc la PSF sera plus étendue. De la même façon que l'IPC, le BFE va donc biaiser l'estimation du flux lumineux émis par un objet céleste. Cet effet, bien connu dans les CCDs [85], a été récemment mis en évidence dans les CIS [86]. Néanmoins, il n'est presque jamais inclus dans la modélisation de la réponse pixel. Au lieu de cela, les missions utilisent diverses stratégies pour limiter son impact [87]. Toutefois, des modélisations de cet effet comme un changement de la taille effective des pixels en fonction de la charge intégrée par le pixel et par ses voisins ont récemment été proposées. Par exemple, le modèle

d'Hirata [67] utilise l'équation suivante :

$$A_{ij} = A^0_{ij} \left[1 + \sum_{\Delta_i, \Delta_j} \alpha_{\Delta_i \Delta_j} Q(i+\Delta_i, j+\Delta_j) \right], \tag{2.30}$$

avec A_{ij} la taille effective du pixel de la ligne i et de la colonne j, A^0_{ij} la taille du pixel sans effet de diffusion de charges, $\alpha_{\Delta_i \Delta_j}$ le coefficient de diffusion de charges pour un pixel de décalage $\Delta_i \Delta_j$ et $Q(i+\Delta_i, j+\Delta_j)$ la charge intégrée par le pixel de la ligne $i+\Delta_i$ et de la colonne $j+\Delta_j$.

2.2.4. Les limites du modèle actuel de réponse pixel

Comme nous l'avons vu tout au long de cette section, le modèle actuel intègre de nombreux défauts de la réponse pixel, permettant de corriger les biais potentiels créés par ceux-ci dans l'estimation du flux. Toutefois, ce modèle évolue en fonction des besoins de plus en plus exigeants des missions et certains paramètres comme le BFE ne sont pas encore systématiquement inclus dans la modélisation. De plus, ce modèle présente certaines limites qui peuvent soit biaiser l'estimation du flux lumineux soit minimiser l'incertitude sur cette estimation. Ces limites seront détaillées dans la suite de cette section

2.2.4.1. Dépendance aux facteurs externes

L'une des limites majeures du modèle actuel de réponse pixel est le manque de prise en compte des dépendances à des facteurs externes. Par exemple, comme nous l'avons montré précédemment, la QE et le courant d'obscurité dépendent de la température. Pourtant, cette dépendance n'est pas incluse dans les modèles utilisés actuellement. Toutefois, dans le cas de la température, ce manque est comblé par la caractérisation des détecteurs à différentes températures. Ainsi, en ayant une mesure de ces paramètres à différentes températures, il est possible de prendre en compte leur dépendance. Mais ce n'est pas le cas pour tous les paramètres. Par exemple, nous avons vu que le coefficient d'absorption d'un photon par un matériau semi-conducteur dépend de la longueur d'onde du photon incident (cf. figure 2.2) et c'est une des raisons pour laquelle la QE dépend de la longueur d'onde. Mais ce n'est probablement pas le seul paramètre à être affecté par le changement de coefficient d'absorption. Par exemple, il a été montré que la non-linéarité de la réponse pixel peut être dépendante de la longueur d'onde [88]. En effet, lorsque le flux intégré augmente, la largeur de la zone de déplétion de la diode va diminuer. Par conséquent, les photons devront pénétrer plus profondément dans la couche sensible afin d'atteindre la zone de déplétion afin que les charges photogénérées puissent être collectées. Or, en fonction de la longueur d'onde, certains photons vont être absorbés plus profondément que d'autres, donc la variation dans la collection de charges due à la diminution de la zone de déplétion va être différente en fonction de la longueur d'onde.

Ce manque de prise en compte de la dépendance de la non-linéarité à la longueur d'onde peut donc biaiser l'estimation du flux lumineux.

2.2.4.2. Incertitudes sur les paramètres du modèle

Le modèle de réponse pixel permet d'effectuer un calcul de l'incertitude sur la mesure du flux lumineux, en fonction des méthodes de lecture, qui prend principalement en compte le bruit de photons, le bruit de Poisson créé par le courant d'obscurité et le bruit de lecture. En revanche, cette incertitude n'inclut pas les incertitudes sur l'estimation des paramètres de la réponse pixel lors de la caractérisation. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 3, diverses méthodes sont utilisées pour estimer la valeur des paramètres du modèle pour un détecteur. Bien entendu, ces estimations sont affectées par des incertitudes et donc elles devraient être incluses dans le calcul de l'incertitude sur l'estimation du flux lumineux. Par exemple, lorsque la non-linéarité de la réponse du pixel est corrigée en utilisant l'équation 2.23, l'incertitude sur l'estimation des coefficients α_i devrait être propagée dans l'incertitude sur la charge intégrée par le pixel. En n'effectuant pas cette propagation, l'incertitude sur l'estimation du flux lumineux est sous-estimée. Tout d'abord, cela ne permet pas de valider correctement le respect des spécifications, mais en plus, cela peut impacter les observations scientifiques qui résultent de ces mesures.

2.3. Conclusion

La compréhension complète du fonctionnement des pixels dans un capteur CIS est essentielle pour définir une modélisation fidèle de la réponse du pixel. Chaque phénomène physique observé dans le pixel trouve une traduction dans le modèle, ce qui permet de décrire de manière précise la réponse du pixel.

Par exemple, la compréhension du processus de génération de charges par effet photoélectrique et de la collecte de ces charges par la zone de déplétion de la photodiode du pixel a permis de définir le ratio entre le nombre de charges collectées et le nombre de photons incidents comme la QE. Le fonctionnement du mécanisme de génération de charges dans le semi-conducteur, notamment grâce à sa structure de bandes, a aussi permis de définir le courant d'obscurité et de modéliser son impact sur la réponse du pixel. De même, comprendre le processus de conversion des charges en tension électrique par la capacité de la photodiode ainsi que les paramètres faisant varier cette capacité a permis de définir le gain de conversion et de modéliser la non-linéarité de la réponse du pixel. Cette modélisation de la non-linéarité a également été possible grâce à la compréhension du fonctionnement des MOSFETs en régime de saturation et notamment leur dépendance à la tension appliquée à leur grille. Finalement, la compréhension globale du fonctionnement de la chaîne de détection de chaque pixel a permis de définir un modèle de réponse pixel complet prenant en compte les différents défauts d'un pixel, qu'il soit seul ou dans une matrice de pixels. Comme nous l'avons montré tout au long

de la section 2.2, ce modèle permet de corriger un nombre important de biais potentiels qui auraient impacté l'estimation du flux lumineux.

Ce modèle détaillé de la réponse des pixels nécessite un ajustement précis à chaque détecteur des différentes missions. Cet ajustement est effectué via une caractérisation exhaustive des détecteurs, permettant une estimation rigoureuse des paramètres du modèle de réponse des pixels pour ces détecteurs. Le troisième chapitre aborde de manière approfondie cette caractérisation. À l'aide de méthodes d'analyse avancées et de bancs de tests spécialisés, cette étape vise à assurer que les paramètres du modèle reflètent fidèlement les performances et les spécificités des capteurs, garantissant ainsi une estimation exacte du flux de photons incidents.

3. La caractérisation des détecteurs CIS

Sommaire

3.1. Moyens de caractérisation . . . 65
3.1.1. Stratégie d'acquisition des données . . . 65
3.1.1.1. Champ plat . . . 66
3.1.1.2. Acquisitions sous obscurité . . . 66
3.1.1.3. Acquisitions sous illumination non uniforme . . . 66
3.1.1.4. Tests électriques . . . 67
3.1.2. Exemple du banc de test du CPPM . . . 67
3.1.2.1. Description du banc de test . . . 68
3.1.2.2. Performances du banc de test . . . 70
3.1.3. Détecteur H2RG d'Euclid et ALFA : les données disponibles . . . 70
3.1.3.1. Champs plats . . . 71
3.1.3.2. Acquisition en obscurité . . . 71
3.1.3.3. Test électriques . . . 71
3.2. Méthodes d'analyse . . . 73
3.2.1. Méthode d'analyse standard . . . 74
3.2.1.1. Courant d'obscurité . . . 74
3.2.1.2. Bruit de lecture . . . 75
3.2.1.3. Efficacité quantique . . . 75
3.2.2. Méthode en développement . . . 75
3.2.3. Le cross talk . . . 76
3.2.4. Le gain de conversion . . . 80
3.2.4.1. État de l'art . . . 80
3.2.4.2. Incertitude sur la mesure du gain . . . 81
3.2.4.3. Limites de la méthode mean-variance . . . 82
3.3. Conclusion . . . 84

La compréhension approfondie du fonctionnement des détecteurs CIS, développée dans le chapitre précédent, a permis d'établir un modèle avancé de la réponse des pixels, malgré certaines limitations. Ce modèle, qui décrit les processus de conversion des photons en signaux numériques ainsi que les effets indésirables dus au fonctionnement des pixels, est crucial pour deux raisons principales. D'une part, il facilite l'évaluation des performances des détecteurs utilisés dans les missions d'astronomie et de cosmologie. D'autre part, il est indispensable pour estimer le flux de photons incident sur le détecteur à partir du signal numérique produit. Pour adapter les paramètres du modèle aux détecteurs spécifiques de chaque mission, il est donc nécessaire de les caractériser.

La première partie de ce chapitre se concentrera sur les moyens de caractérisation des détecteurs CIS utilisés pour des missions d'astronomie et de cosmologie, illustrés par la caractérisation au CPPM des détecteurs infrarouges de la mission Euclid et du détecteur ALFA de la mission SVOM. Les différentes acquisitions nécessaires à la mesure des paramètres du modèle de réponse des pixels seront d'abord présentées. Ensuite, après avoir introduit les bancs de test utilisés, les données produites lors de ces caractérisations seront détaillées.

La deuxième étape de la caractérisation implique d'appliquer diverses méthodes d'analyse sur les données obtenues afin d'estimer les paramètres de la réponse des pixels. Depuis le début des années 2000, de nombreuses méthodes ont été développées et adaptées, intégrant de nouveaux paramètres dans la modélisation de la réponse des pixels. Bien que nombre de ces approches soient aujourd'hui considérées comme des standards, elles demeurent perfectibles sur plusieurs aspects. Par exemple, certaines méthodes appliquent une valeur identique de certains paramètres pour tous les pixels de la matrice. D'autres négligent les corrélations entre différents paramètres de la réponse des pixels ou ne tiennent pas compte de l'influence des conditions environnementales. Après une revue de l'état de l'art des méthodes d'analyse et de leurs limitations, l'étude se concentrera sur la mesure du crosstalk et du gain de conversion, deux paramètres cruciaux, car ils influencent directement la précision de la mesure des autres paramètres de la réponse des pixels.

3.1. Les moyens de caractérisation, applications aux détecteurs IR de la mission Euclid et au détecteur ALFA de la mission SVOM

3.1.1. Stratégie d'acquisition des données

En se basant sur les différents paramètres de la réponse pixel à mesurer, définis dans le chapitre 2, il est nécessaire d'établir une stratégie d'acquisition des données, également appelée plan de test. Cette stratégie est cruciale pour la réussite de la caractérisation des détecteurs. Elle doit permettre de mesurer les paramètres de la réponse pixel avec une précision suffisante tout en optimisant le temps d'acquisition, souvent limité, notamment

dans le cadre des missions spatiales. Le plan de test comprend divers types d'acquisitions : mesures sous illumination uniforme (champs plats), en obscurité, sous illumination non uniforme et/ou tests électriques. Il est également essentiel de tenir compte de l'influence des conditions environnementales en variant les conditions de test pour simuler les scénarios opérationnels possibles des détecteurs.

3.1.1.1. Champ plat

Les acquisitions en champ plat ou flat field jouent un rôle primordial dans la caractérisation des détecteurs puisqu'elles permettent de mesurer les paramètres liés à la conversion des photons en ADU, tels que l'efficacité quantique et le gain de conversion. Ces acquisitions impliquent d'illuminer tous les pixels du détecteur avec le même flux de photons afin de mesurer la réponse de chaque pixel dans des conditions identiques. Pour effectuer une mesure absolue de la conversion photons/ADU, il est nécessaire de connaître la valeur du flux de photons incident sur le détecteur. Cette valeur est très souvent obtenue par l'utilisation de photodiodes calibrées incluses dans le banc de test. En faisant varier le flux de photons et/ou la durée d'exposition, il sera également possible d'accéder à la non-linéarité de la réponse pixel. Finalement, l'utilisation de filtres ou de sources lumineuses à des longueurs d'ondes spécifiques permettra de mesurer la réponse spectrale des pixels. Ces acquisitions doivent bien entendu être réalisées à des températures similaires à celles rencontrées en opération.

3.1.1.2. Acquisitions sous obscurité

Pour évaluer des paramètres critiques tels que le courant d'obscurité et le bruit de lecture, les tests en obscurité sont indispensables. Ces tests impliquent d'opérer le détecteur dans l'absence totale de lumière, permettant ainsi de mesurer les signaux intrinsèques qui ne sont pas liés à l'illumination externe. Encore une fois, la température influant fortement sur ces paramètres, il est nécessaire de réaliser ces acquisitions à des températures similaires à celles rencontrées en opération. Ces acquisitions sont souvent les plus critiques, car elles nécessitent une obscurité totale ; le moindre signal parasite induira des erreurs systématiques dans la mesure.

Ces acquisitions en obscurité permettent également de mesurer la persistance des pixels en les effectuant juste après un champ plat. La mesure de la différence entre le courant d'obscurité et le signal résiduel permettra de quantifier la persistance.

3.1.1.3. Acquisitions sous illumination non uniforme

Moins fréquemment réalisées en raison de leur complexité, les acquisitions sous illumination non uniforme offrent des avantages significatifs pour tester le crosstalk entre les pixels. En illuminant un pixel spécifique, il est possible d'observer la réponse des pixels voisins et ainsi de mesurer le crosstalk. En revanche, il est impossible avec cette méthode de décorréler la contribution optique (BFE) de la contribution électrique (IPC)

au crosstalk. Ces acquisitions peuvent être réalisées en utilisant un masque de diaphragme ou en illuminant un pixel spécifique avec une source lumineuse très localisée.

Un autre type d'illumination non uniforme consiste à utiliser une source de rayons X telle que le ^{55}FE pour illuminer le détecteur. Cette méthode, développée pour les CCD [89] et adaptée pour les CMOS [90], se base sur la connaissance du nombre de charges déposées par le rayonnement X dans un pixel. Ainsi, en mesurant le signal (en ADU) du pixel et de ses voisins, il est possible de mesurer le gain de conversion et le crosstalk. Néanmoins, avec cette méthode, il est très complexe de mesurer ces paramètres pour tous les pixels de la matrice et elle est donc rarement utilisée.

3.1.1.4. Tests électriques

Des tests électriques, effectués dans l'obscurité ou sous illumination uniforme, sont aussi nécessaires pour paramétrer le modèle de réponse des pixels. Notamment, ils permettent de mesurer la fonction de transfert électrique. Cette fonction, aussi appelée gain électronique, décrivant la conversion du signal électrique (Volts) en signal numérique (ADU), est intégrée au sein du gain de conversion dans notre modèle de réponse pixel. Cependant, sa mesure directe est très intéressante car elle permet de mesurer la capacité du pixel, responsable de la conversion des électrons en Volts. Ces tests impliquent de fixer l'adressage des lignes et des colonnes pour sélectionner un pixel spécifique, puis de mesurer le signal en ADU en modifiant la tension de reset, introduite dans le chapitre précédent. La variation du signal en ADU en fonction de la tension de reset (donc de la tension aux bornes de la capacité du pixel) permettra de mesurer le gain électronique.

Outre la mesure du gain électronique, ces tests électriques permettent également de caractériser le crosstalk inter-pixels. La méthode de reset de pixel unique ou single pixel reset (SPR) [91] est la plus efficace pour cette mesure. Cette méthode consiste à effectuer une acquisition en obscurité après un reset complet du détecteur sous tension nominale, suivie d'une seconde acquisition en obscurité après un reset sélectif d'une grille de pixels à une tension différente. En observant les modifications du signal des pixels voisins du pixel reset, il est possible d'effectuer une mesure de l'IPC décorrélée de la diffusion.

Certains détecteurs, tels qu'ALFA, ne permettent pas le reset de pixels à une tension différente. Pour ceux-ci, une méthode alternative développée par Finger et al. [92] peut être employée. Cette méthode consiste à maintenir une grille de pixels sous reset permanent durant une acquisition sous illumination uniforme. La comparaison des résultats avec une acquisition standard permet alors de mesurer les coefficients IPC. En revanche, cette méthode ne permet pas de décorréler le crosstalk provenant de la diffusion de celui provenant de l'IPC.

3.1.2. Exemple du banc de test du CPPM

L'exemple du banc de test au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), utilisé pour la caractérisation des détecteurs infrarouges de la mission Euclid et du détecteur ALFA de la mission SVOM, illustre de manière concrète les moyens nécessaires

pour caractériser un détecteur CIS. Ce banc de test a été spécialement conçu pour permettre des tests sous contrôles stricts de température, de lumière, et de conditions de vide afin de représenter les conditions opérationnelles des détecteurs. Ces installations doivent permettent de mettre en œuvre les stratégies d'acquisition définies préalablement, malheureusement dans le cas du banc du CPPM, les acquisitions sous illumination non uniforme ne sont pas possibles.

3.1.2.1. Description du banc de test

Au cœur du banc de test se trouve un cryostat, illustré sur la figure 3.1, conçu pour maintenir les détecteurs à des températures et des pressions très faibles. Le cryostat se compose de plusieurs sous-systèmes essentiels : un système de refroidissement (numéro 1 sur la figure) pour maintenir des températures opérationnelles basses, un écran thermique (3) pour l'isolation, un système de pompage pour établir un vide poussé (non représenté sur la figure), un tube optique pour minimiser les interférences lumineuses (4), et une sphère intégrante (5) pour une illumination contrôlée et homogène. Ces sous-systèmes, détaillés ci-dessous, permettent de maintenir le plan focal (2), se trouvant à une des extrémités du tube optique, en conditions opérationnelles.

Régulation thermique Le système de refroidissement utilisé est un cryoréfrigérateur Cryomech PT90, capable de maintenir le plan focal à des températures de 80 à 100 K. Les autres composants du système, tels que la sphère intégrante, le baffle optique et l'écran thermique, sont maintenus à des températures qui ne dépassent pas 150 K via des tresses de refroidissement. La paroi du cryostat comprend un écran thermique en cuivre qui sert à isoler thermiquement l'intérieur du cryostat de l'environnement externe. De plus, une dizaine de sondes de température PT100 permettre de monitorer la température à différents endroits du cryostat et de la réguler en utilisant des chaufferettes également réparties dans le cryostat.

Vide Pour maintenir le vide, obligatoire pour minimiser les échanges thermiques et les risques de condensation ou de contamination des détecteurs, un groupe de pompage est utilisé. Ce groupe permet d'atteindre un vide poussé de l'ordre de 10^{-6} mbar à l'intérieur de la couche externe du cryostat, constituée d'acier inoxydable.

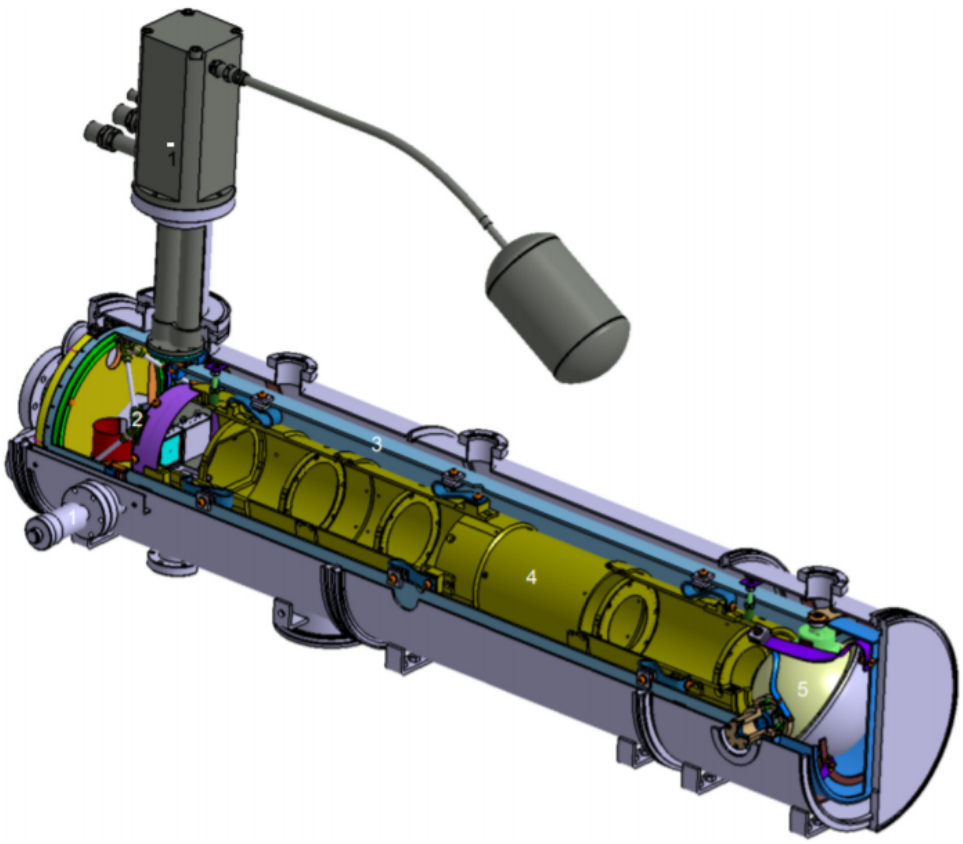


FIGURE 3.1. – Représentation du cryostat et de ses différents sous systèmes.

Optique Comme expliqué précédemment, les acquisitions en obscurité sont cruciales pour mesurer le courant d'obscurité et le bruit de lecture. Pour garantir une obscurité totale, le tube optique au centre du cryostat, long de plus d'un mètre, est revêtu d'une matière spécialement conçue pour absorber les photons infrarouges, évitant ainsi toute lumière parasite. Le système d'illumination se base sur l'utilisation d'une sphère intégrante de 15.4 cm de diamètre, recouverte de Spectralon, placée en bout de tube optique et qui comporte trois ports : un premier port de 2.56 cm de diamètre pour une LED et une photodiode en face, permettant un monitoring efficace des faibles flux ; un second port de même diamètre pour une seconde photodiode, principalement utilisée pour les hauts flux ; et un troisième port de 6.4 cm de diamètre qui se connecte au baffle optique. Cette configuration permet une homogénéisation et une modulation précise du flux lumineux dirigé vers le plan focal. De plus, le baffle optique absorbant les photons infrarouges permet de canaliser et d'homogénéiser le flux lumineux vers le plan focal, assurant ainsi une distribution lumineuse uniforme et contrôlée. Pour la caractérisation des détecteurs de la mission Euclid, les illuminations s'effectuaient avec des LED mono-longueur d'onde Thorlabs 1600P ayant une longueur d'onde centrale à 300K de 1650nm. Un monochromateur pouvait également être utilisé pour étudier la réponse spectrale des détecteurs.

Pour la caractérisation du détecteur ALFA, puisque les opérations s'effectueront dans les bandes J et H, des LED à double longueur d'onde de la société LED microsensor ont été employées, permettant d'obtenir des longueurs d'ondes d'environ 1300 et 1700 nm.

3.1.2.2. Performances du banc de test

Grâce à ces différents sous-systèmes, le banc de test du CPPM affiche des performances permettant d'éviter toutes erreurs systématiques lors des mesures des paramètres de la réponse des pixels. Les performances clés du banc de test sont résumées dans le tableau 3.1. L'utilisation de nombreux capteurs de température et de chaufferettes associée à un régulateur PID permet de maintenir une stabilité thermique du plan focal de l'ordre de 1 mK pour des températures du plan focal pouvant aller jusqu'à 80 K. La très bonne gestion des lumières parasites à l'aide du tube optique recouvert d'un revêtement absorbant permet de garantir une obscurité de l'ordre de 10^{-3} photons.s^{-1}, valeur bien inférieure aux courants d'obscurité des détecteurs. En termes de performances optiques, le flux lumineux sur le plan focal (FPA) est capable de varier de zéro jusqu'à la saturation du détecteur, avec une répétabilité et une stabilité du flux supérieure à 1 % sur des périodes prolongées de plus de 10 heures. Cette stabilité est obtenue grâce à un contrôle rigoureux de la température de la LED, qui est maintenue à moins de 300 mK de variation, assurant ainsi la stabilité requise du flux. Finalement, la sphère intégrante, couplée au baffle optique, permet d'obtenir une homogénéité du flux lumineux sur le plan focal inférieure à 1 %. Une description plus complète des tests de vérification des performances peut être trouvée dans Secroun et al. (2016) [23].

Paramètre	**Performance**
Stabilité thermique du plan focal	≤ 1 mK
Courant d'obscurité	$\leq 10^{-3}$ photons.s^{-1}
Stabilité du flux lumineux	≤ 1 % sur 10h
Homogénéité du flux sur FPA	≤ 1 %

TABLEAU 3.1. – Récapitulatif des performances clés du banc de test

3.1.3. Détecteur H2RG d'Euclid et ALFA : les données disponibles

L'utilisation de ce banc de test a permis la caractérisation des 16 détecteurs IR de vol de la mission Euclid ainsi que du détecteur ALFA de la caméra CAGIRE utilisée dans le cadre de la mission SVOM. Étant donné les objectifs scientifiques distincts de ces missions, la stratégie d'acquisition des données a été spécifiquement adaptée pour répondre aux besoins de chacune. Les données recueillies pour les détecteurs Euclid et ALFA sont détaillées ci-dessous.

3.1.3.1. Champs plats

Détecteurs d'Euclid : Pour la caractérisation des détecteurs d'Euclid, les acquisitions en champs plats ont été réalisées à l'intérieur de 3 types de cycles d'acquisition. Premièrement, un cycle, appelé 'flux-dark', consiste en une série de champs plats identiques (entre 4 et 30) avec une acquisition en obscurité intercalée entre chaque champ plat. Ces cycles ont été effectués pour des flux entre 4 et 1500 photons.s^{-1} à trois températures : 80, 85 et 90 K. Pour les cycles réalisés à des flux inférieurs à 200 photons.s^{-1}, les rampes de champs plats comptent 400 frames et les rampes en obscurité, 800 frames. Pour les flux plus élevés, les rampes de champs plats comptent 100 frames et celles en obscurité, 1200 frames. Le deuxième type de cycle est identique au 'flux-dark' mais avec une illumination simulant le niveau de flux du fond de ciel que le détecteur rencontrera en vol, soit environ 2 photons.s^{-1}. Ce type de cycle, appelé 'flux-zodi', est obtenu uniquement à 85 K pour des flux compris entre 4 et 200 photons.s^{-1}. Le dernier type de cycle, appelé 'flux-flux', consiste simplement en une série de champs plats et est réalisé à 85 K pour des flux compris entre 4 et 200 photons.s^{-1}. Douze cycles de champs plats en 'flux-flux' ont également été obtenus à différentes longueurs d'ondes à 85 K en utilisant le monochromateur.

ALFA : Le plan de test du détecteur ALFA inclus lui uniquement des cycles 'flux-flux' au deux longueurs d'ondes (1300 et 1700 nm) correspondant aux deux bandes d'observations, J et H. Tous les cycles sont constitués de 50 rampes avec un nombre de frames allant de 200 à 20 en fonction du flux. Dans la bande J les flux utilisés sont compris entre 10 et environ 15000 photons.s^{-1} et dans la bande H entre 10 et environ 4000 photons.s^{-1}. Finalement, les acquisitions sont doublées à 95 et à 100 K.

3.1.3.2. Acquisition en obscurité

Détecteurs d'Euclid : En plus des acquisitions en obscurité obtenus dans le cadre des cycles 'flux-dark', qui serviront principalement à caractériser la persistance, une série de 50 acquisitions de 500 frames en obscurité a été réalisée à quatre températures : 80, 85, 90 et 100 K. À ces acquisitions en obscurité classiques s'ajoutent quatre rampes plus longues constituées de 8000 frames.

ALFA : De même, pour le détecteur ALFA, 20 rampes de 500 frames ont été acquises aux températures de 95 et 100 K pour caractériser le courant d'obscurité et le bruit de lecture. Deux acquisitions très longues de 6500 frames ont également été réalisées.

3.1.3.3. Test électriques

Les tests électriques nécessaires pour mesurer le gain électronique des détecteurs sont présents dans les deux plans de tests et sont globalement identiques : fixer la lecture à un pixel spécifique puis mesurer le signal en faisant varier la tension de reset jusqu'à atteindre la saturation.

Détecteurs d'Euclid : Comme expliqué dans la sous-section précédente, les détecteurs H2RG d'Euclid possèdent une fonction de fenêtrage [16] qui permet de resetter une grille de pixel à une tension différente du reste de la matrice. L'utilisation de cette fonction permet de caractériser l'IPC de ces détecteurs. L'acquisition 'SPR' au CPPM a été définie comme suit, illustrée sur la figure 3.2 : dans un premier temps, l'entièreté du détecteur est resetté à la tension nominale de 325mV, puis tous les pixels sont lus 16 fois. Ensuite, une grille de pixels espacés de 7×7 pixels est resettée à une tension différente et tous les pixels sont à nouveau lus 16 fois. Chacune de ces acquisitions est réalisée deux fois et à trois tensions de reset différentes : 375, 500 et 625 mV. Finalement, afin de mesurer l'IPC pour chaque pixel du détecteur, ces acquisitions sont effectuées pour 49 grilles de pixels différentes. Il a été choisi de se limiter à une séparation de 7 pixels, car il a été montré que l'IPC, au-delà du troisième pixel voisin, est négligeable [93, 84].

ALFA : Le détecteur ALFA ne possède pas la même fonction de fenêtrage que les détecteurs HxRG. Toutefois, il est possible de maintenir en reset constant une grille de pixels. L'utilisation de cette fonction pour mesurer l'IPC nécessite d'effectuer deux types d'acquisitions avec une illumination uniforme. Tout d'abord, un champ plat classique, utilisé comme référence, puis le même champ plat en effectuant un reset permanent d'une grille de pixels. La différence entre les deux acquisitions permet de mesurer les coefficients d'IPC. L'inconvénient de cette méthode est que les acquisitions, étant réalisées sous illumination, sont beaucoup plus bruitées que celles de la méthode SPR. Afin d'augmenter la précision des mesures, il a été choisi d'effectuer 200 fois, pour chaque grille de pixels, un champ plat de 15 frames suivi d'un champ plat, de 15 frames également, avec reset permanent de la grille.

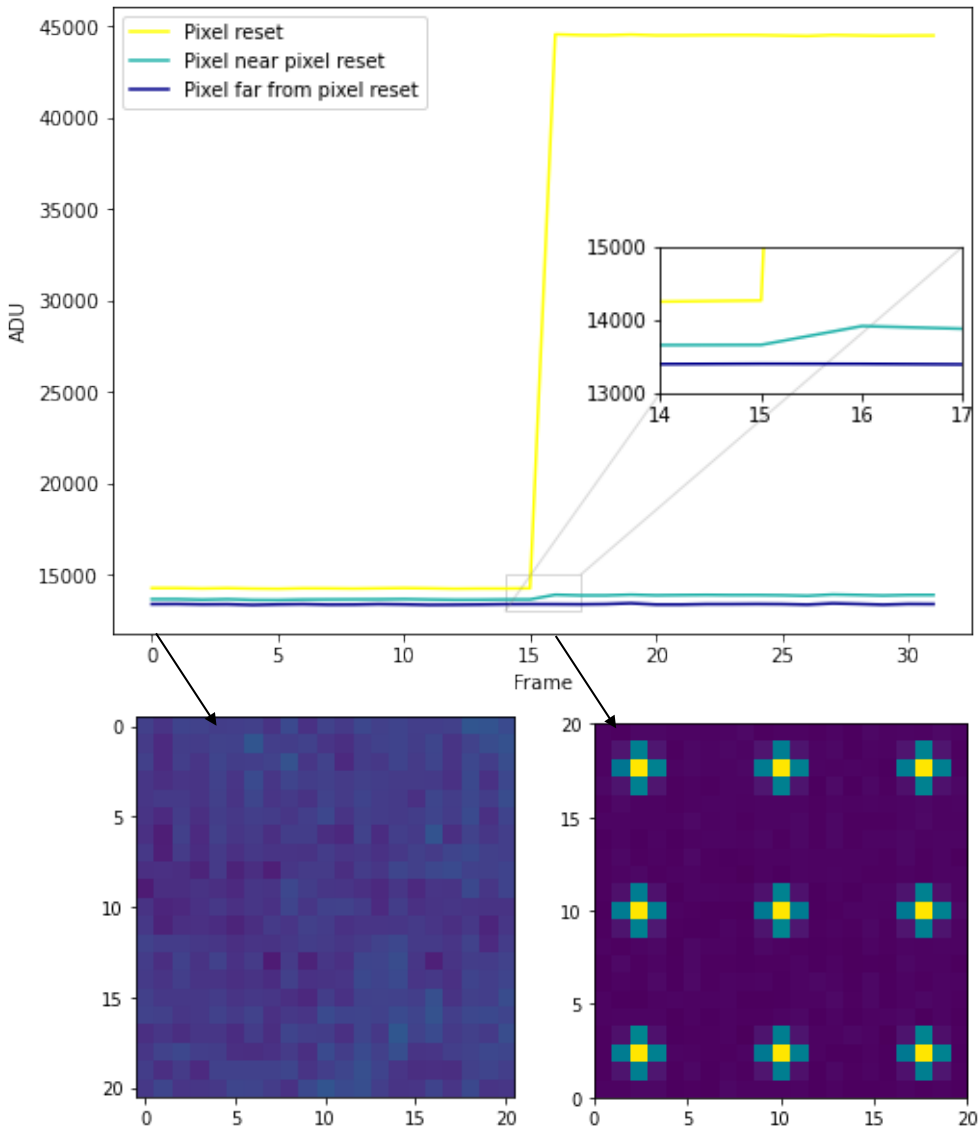


FIGURE 3.2. – Visualisation de la méthode SPR.

3.2. Les méthodes d'analyse

Suite à la présentation des moyens de caractérisation des CIS, il est crucial de discuter des méthodes d'analyse qui utilisent ces données pour estimer précisément les paramètres de la réponse des pixels. Une grande diversité de méthodes a été développée pour estimer ces paramètres et celles standards seront présentées dans cette section. Toutefois, ces méthodes standard ont leurs limites, principalement dues à la corrélation entre les différents paramètres de la réponse des pixels, qui peuvent biaiser les estimations si elles ne sont pas correctement prises en compte. De plus, bien que de nombreux travaux récents

aient mis en évidence des variations spatiales significatives dans la réponse des pixels au sein d'un même détecteur [37, 39], plusieurs de ces méthodes continuent d'estimer une valeur moyenne pour les paramètres. L'exemple de l'estimation du crosstalk et du gain de conversion, deux paramètres cruciaux pour la caractérisation des détecteurs, illustre bien ces limitations. Après un état de l'art détaillé des méthodes d'analyses utilisées pour estimer le crosstalk et le gain de conversion, les limitations et les problématiques de celles-ci seront discutées. Ces discussions permettront de comprendre pourquoi et comment certaines de ces méthodes doivent être améliorées ou adaptées pour éviter des erreurs systématiques dans l'estimation de ces paramètres.

3.2.1. Méthode d'analyse standard

3.2.1.1. Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est l'un des paramètres les plus triviaux à estimer ; néanmoins, des précautions sont nécessaires pour éviter de créer des erreurs systématiques dans cette estimation. Pour le mesurer, on utilise une rampe acquise sous obscurité complète. La pente de cette rampe représente le courant d'obscurité par pixel, exprimé en électrons par seconde, à la température spécifiée lors de la mesure. L'estimation de la pente peut être réalisée en utilisant les différentes méthodes décrites dans la section 2.2. Comme le courant d'obscurité est estimé en électrons par seconde, il est nécessaire d'utiliser une valeur du gain non biaisée pour passer des ADUs aux électrons. De plus l'utilisation d'un gain moyen par détecteur, comme c'est souvent le cas, peut simuler des variations spatiales dans la mesure du courant d'obscurité. Le courant d'obscurité pouvant être très faible, il est nécessaire de répéter la mesure et de réaliser des rampes suffisamment longue pour avoir une mesure précise pour chaque pixel du détecteur. L'erreur statistique $\sigma_d/\sqrt{N}$, avec σ_d l'écart type des valeurs du courant d'obscurité de chaque pixel et N le nombre de mesures, permettra d'estimer l'erreur sur la mesure du courant d'obscurité.

Divers phénomènes peuvent biaiser la mesure du courant d'obscurité et doivent donc être pris en compte lors de sa mesure. Tout d'abord, la persistance doit être négligeable et il est donc préférable de réaliser les mesures de courant d'obscurité très longtemps après une acquisition sous illumination ou après un recuit du détecteur, opération permettant de vider les pièges responsables de la persistance. Il est également essentiel de s'assurer qu'aucun flux lumineux parasite ou "glow" qui pourrait provenir de l'électronique de lecture [94] ne soit présent. Si c'est le cas il sera nécessaire de le mesurer afin de le soustraire à la mesure de la pente pour obtenir le vrai courant d'obscurité. Finalement, les différents phénomènes se produisant en début d'acquisition, souvent regroupés sous le nom de reset anomaly [33], peuvent impacter la mesure du courant d'obscurité et il est donc nécessaire de s'en affranchir, par exemple en n'utilisant pas les premières frames de l'acquisition.

3.2.1.2. Bruit de lecture

Le bruit de lecture est le second paramètre crucial à estimer. Cette mesure est effectuée sans illumination afin de s'affranchir du bruit de photons. Tout comme pour le courant d'obscurité, il est essentiel de mesurer le bruit de lecture individuellement pour chaque pixel, exprimé en électrons RMS. Pour ce faire, plusieurs images capturées dans l'obscurité sont analysées. Une fois le courant d'obscurité soustrait, l'écart type des valeurs du signal de chaque pixel est calculé. La moyenne de ces écarts types, obtenue à partir de nombreuses mesures, fournit une estimation du bruit de lecture. L'erreur statistique est également utilisée pour estimer l'erreur sur la mesure du bruit de lecture. Les mêmes sources de biais que pour la mesure du courant d'obscurité doivent être prises en compte pour garantir l'exactitude de cette estimation.

3.2.1.3. Efficacité quantique

Pour l'efficacité quantique, la méthode standard consiste en la comparaison du flux lumineux en électrons mesuré par le détecteur $\phi_{det}(\mathrm{e}^-)$ avec un signal de référence en photons, mesuré par une photodiode calibrée $\phi_{phd}(\mathrm{photons})$. En connaissant le ratio α_ϕ entre le flux lumineux reçu par le détecteur et par la photodiode, l'efficacité quantique est obtenue par la formule suivante :

$$\eta = \alpha_\phi \frac{\phi_{det}}{\phi_{phd}}. \tag{3.1}$$

En pratique, cette méthode est appliquée à des champs plats et donc l'homogénéité du flux sur le détecteur est essentielle. L'estimation de ce paramètre est l'une des plus complexes, car elle est sujette à un très grand nombre de biais possibles. Le rapport α_ϕ entre les flux, ainsi que la réponse de la photodiode, doivent être très précisément connus et leur incertitude doit être prise en compte dans l'erreur sur l'estimation de l'efficacité quantique. Néanmoins, la principale source de biais est l'estimation du flux en électrons mesuré par le détecteur, car elle implique la connaissance presque complète de la réponse de chaque pixel. En effet, pour obtenir le flux en électrons, la non-linéarité des pixels doit être corrigée, mais aussi le gain de conversion et le courant d'obscurité. Puisque la QE dépend de la température et de la longueur d'onde, les dépendances des paramètres ci-dessus doivent aussi être prises en compte pour obtenir une mesure précise. Ainsi, cette mesure illustre parfaitement la complexité de l'estimation des paramètres de la réponse des pixels à cause de l'interdépendance des méthodes d'analyse.

3.2.2. Méthode en développement

Avant de se concentrer sur les méthodes permettant la mesure du crosstalk et du gain de conversion, les méthodes que nous considérons comme "en développement", à comprendre pas encore mature, doivent être présentées. Ces deux méthodes concernent la mesure de la persistance et celle de la non-linéarité.

Non-linéarité Pour la non-linéarité, comme exposé dans la section 2.2, la plupart des missions modernes telles que le JWST [71] et Euclid [70] modélisent la rampe de signal comme une fonction polynomiale du nombre de frames (ou du temps). Cette modélisation vise principalement à corriger l'impact de la non-linéarité sur le flux mesuré. Les coefficients du polynôme, paramètres du modèle, sont déterminés par l'ajustement sur des rampes de champs plats acquises à divers niveaux de flux. Ces polynômes permettent ensuite de calculer des coefficients correctifs. Appliqués au flux mesuré de manière classique (via une régression linéaire), ils permettent une estimation du flux corrigé de la non-linéarité. Bien que cette approche soit extrêmement efficace, avec une précision supérieure à 0.2% pour le JWST, elle reste très dépendante de la qualité des données et la reproductibilité des mesures est souvent un défi. Actuellement considérée comme l'état de l'art pour la correction de la non-linéarité, cette méthode soulève cependant une problématique significative : l'estimation des coefficients correctifs se fait rarement, voire jamais, accompagnée d'une évaluation de leur incertitude. Cette dernière, qu'elle soit statistique ou due à une erreur systématique de la caractérisation, est pourtant indispensable pour la propagation des erreurs sur le flux corrigé.

Persistance La première étape de la caractérisation de la persistance consiste à déterminer les temps caractéristiques de piégeages des charges. En général, ils sont soit établis de manière arbitraire, soit en ajustant le modèle de l'équation 2.25 à de longues rampes de dark obtenues après une acquisition en champ plat. La deuxième étape consiste à ajuster les paramètres de l'équation décrivant le nombre de charges piégées en fonction du temps dans les différents pièges en y incluant les temps caractéristiques fixés préalablement. Cet ajustement s'effectue en utilisant des suites d'acquisitions en lumière puis en obscurité. Les flashs lumineux sont aussi souvent utilisés, car ils permettent à tous les électrons photogénérés d'avoir un temps d'infusion équivalent. Le temps d'infusion est défini comme le temps durant lequel les électrons peuvent être piégés. Le nombre de charges piégées à la fin d'une acquisition permettra ensuite de calculer les valeurs des a_i pour l'acquisition suivante et donc d'estimer le signal de persistance à corriger. Les études sur la persistance étant récentes, la communauté scientifique n'a toujours pas convergé vers un modèle commun pour décrire le nombre de charges piégées au cours du temps. De plus, le nombre d'exponentielles, donc de types de pièges, différents est souvent fixé arbitrairement ou en fonction de la qualité de l'ajustement au signal de persistance mesuré, ce qui peut biaiser les résultats.

3.2.3. Le cross talk

Bien que les paramètres mentionnés précédemment soient évalués selon des méthodes standards utilisées par l'ensemble de la communauté, pour d'autres variables telles que le crosstalk, plusieurs méthodes sont proposées. Elles seront détaillées ci-dessous, en soulignant leurs avantages et leurs limites. Pour chacune de ces méthodes, l'objectif est de mesurer la réponse impulsionnelle h du crosstalk, par pixel ou par une valeur moyenne.

Utilisation de sources de ^{55}Fe : Cette méthode exploite des sources de rayons X, comme le ^{55}Fe, pour déposer une quantité connue de charges dans un pixel spécifique. Le nombre de charges détectées dans les pixels voisins permet ensuite de mesurer le crosstalk [90]. Cette méthode est très précise pour mesurer le crosstalk, mais elle ne permet pas de séparer l'IPC de la diffusion de charges. De plus, elle nécessite une calibration préalable du nombre de charges déposées par la source de rayon X. Finalement, la mesure du crosstalk pour l'ensemble des pixels de la matrice est très fastidieuse avec cette méthode.

Analyse de l'impact des rayons cosmiques : Il est également possible, au lieu d'illuminer un pixel avec une source de rayon X, d'utiliser l'interaction des rayons cosmiques avec la couche sensible durant une acquisition en obscurité. Après avoir identifié les détections de rayons cosmiques durant une acquisition en excluant ceux n'étant pas isolés, la comparaison entre le signal détecté par le pixel touché par le rayon cosmique et ses voisins permet de mesurer le crosstalk [95]. Bien que cette méthode soit très intéressante car ne nécessitant pas d'acquisition spécifique, l'utilisation de rayons cosmiques rend impossible la mesure du crosstalk pour tous les pixels. Puisque des charges sont photogénérées, la diffusion et l'IPC ne peuvent pas être décorrélées.

Génération de charges dans les pixels chauds : Cette méthode mesure le crosstalk à partir de pixels chauds isolés identifiés lors d'expositions en obscurité. Les régions de 3×3 pixels autour de chaque pixel chaud, sans voisins immédiats dans un rayon de cinq pixels, sont analysées après soustraction du fond et normalisation par la valeur du pixel chaud. La médiane des valeurs des 3×3 pixels permet ensuite de déterminer les coefficients d'IPC' [96]. Cette méthode est très intéressante, car n'utilisant pas de sources externes, les charges sont générées thermiquement, ce qui limite leurs diffusions. Elle permet donc de mesurer l'IPC en limitant la corrélation de la mesure avec la diffusion. Néanmoins, elle est limitée à une mesure moyenne par détecteur de l'IPC.

Autocorrélation du bruit : En plus d'avoir défini la modélisation standard du crosstalk, Moore a aussi proposé une méthode pour l'estimer en tirant profit des corrélations spatiales présentent dans le bruit du signal [83] lors d'une acquisition en champ plat. En effet, en l'absence de corrélations entre la photo-génération de charges dans les différents pixels, on peut les traiter séparément et exprimer le signal (en ADU) mesuré par un pixel comme la somme d'un signal moyen $M_{i,j}$ et d'un bruit blanc $N_{i,j}$. Ainsi en prenant la différence $D_{i,j}$ de deux frames identiques (acquises dans les mêmes conditions) S_1 et S_2, le signal moyen s'annule et il ne reste que le bruit tel que :

$$D_{i,j} = S^1 - S^2 = \left(N^1_{i,j} - N^2_{i,j}\right) * h_{i,j}. \tag{3.2}$$

Puis, en exprimant la densité spectrale de puissance de l'image D et en utilisant le théorème de Wiener-Khinchin, il est possible de relier la transformée de Fourier de la

fonction d'autocorrélation de l'image D, $R_D(x,y)$ avec la réponse impulsionnelle h par :

$$\mathscr{F}^{-1}\{[\frac{\mathscr{F}\{R_D(x,y)\}}{2\sigma_N^2}]^{\frac{1}{2}}\} = h(x,y) \tag{3.3}$$

avec $\mathscr{F}$ la transformée de Fourier et x et y les coordonnées spatiales dans l'image D. Ainsi, la mesure de la réponse impulsionnelle h s'obtient avec uniquement l'autocorrélation du bruit de photon dans la différence de deux images identiques.

Comme pour l'utilisation des pixels chauds, cette méthode est très intéressante car elle ne nécessite que des acquisitions en champs plats, déjà utilisées pour le gain de conversion et l'efficacité quantique. En revanche, même si une mesure des variations spatiales du crosstalk est possible en utilisant des superpixels de taille $N \times N$, une mesure par pixel est impossible, tout comme une mesure de l'IPC décorrélée de la diffusion. De plus, les différentes hypothèses utilisées pour obtenir l'équation 3.3 ne sont pas toujours vérifiées, notamment celle sur l'absence de corrélation entre les charges photogénérées dans les pixels. Sur la figure 3.3, est illustrée la corrélation provoquée par la persistance dans la différence entre 2 images identiques. La carte en haut de la figure est une mesure du flux effectuée en utilisant l'une des deux rampes servant à calculer la différence. On y voit différentes zones et notamment une zone arrondie en bas de la carte qui a été identifié comme une zone de forte persistance (en observant les rampes en obscurité après une illumination). les 2 matrices en bas de la figure correspondent à l'autocorrélation de la différence des images (moyennée sur les 400 images de la rampe) pour une zone de faible persistance de taille 50×50 en haut et une zone de faible persistance de même taille en bas. Pour ne pas biaiser le résultat, ces 2 zones ont été choisies pour leur valeur d'IPC équivalentes (moins de 0.3% de différence, mesurée par la méthode SPR qui sera présentée dans la suite). Comme on peut le voir, les corrélations entre les pixels voisins sont plus de deux fois plus élevées dans la zone de forte persistance. Ainsi, en utilisant la méthode de Moore pour mesurer l'IPC, ces corrélations vont biaiser la mesure en surestimant l'IPC dans la zone de forte persistance.

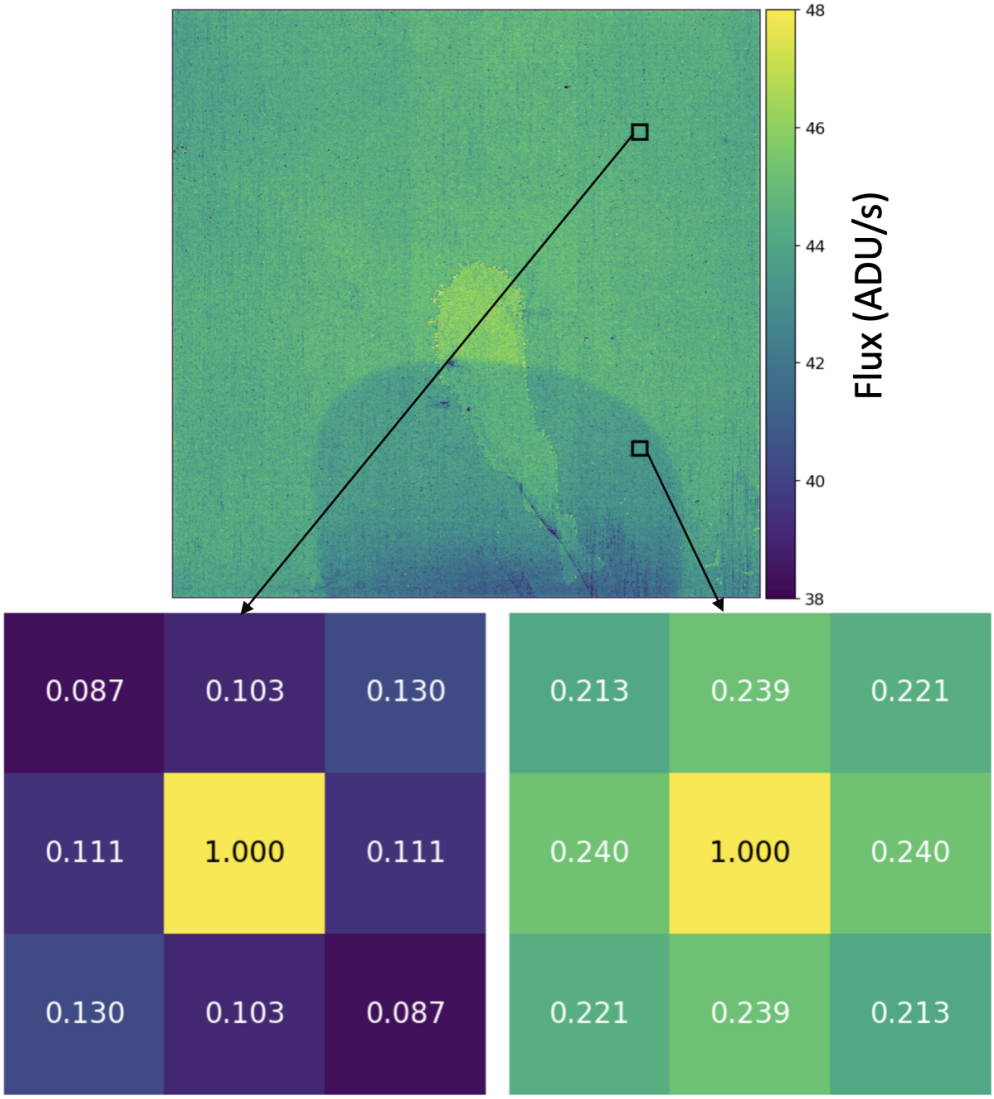


FIGURE 3.3. – Corrélation dans la différence de deux rampes acquises identiquement pour une zone de faible persistance et une zone de forte persistance.

Utilisation d'un reset par pixel : Bien que nécessitant des acquisitions spécifiques, les seules méthodes permettant de mesurer le crosstalk pour chaque pixel du détecteur sont celles utilisant un reset par pixel, que ce soit la méthode SPR ou celle de Finger dont le principe a été présenté dans la section 3.1. Ce sont ces deux méthodes qui seront utilisées pour mesurer le crosstalk des détecteurs d'Euclid et d'ALFA, elles seront donc détaillées dans le chapitre suivant. Les adaptations de ces méthodes pour convenir à chaque détecteur seront aussi discutées puis une analyse des résultats obtenus sera présentée.

3.2.4. Le gain de conversion

L'estimation du gain de conversion résume à elle seule l'ensemble des défis inhérents à la caractérisation des détecteurs. En effet, comme le gain englobe de nombreux processus physiques, il est susceptible d'être influencé par de nombreux autres paramètres de la réponse pixel ainsi que par les fluctuations des conditions environnementales.

3.2.4.1. État de l'art

La mesure précise du gain de conversion, cruciale pour la performance des CIS, a motivé le développement de nombreuses méthodes d'estimation. La méthode de comparaison des capacités [93] permet une mesure précise du gain de conversion, mais nécessite l'utilisation d'une capacité externe finement calibrée. La technique du ^{55}Fe, présentée dans la sous-section précédente pour mesurer le crosstalk, peut aussi être utilisée pour mesurer le gain de conversion. Cependant, mesurer le gain de conversion pour chaque pixel de la matrice avec ces techniques est extrêmement complexe, ce qui limite leurs utilisations. La procédure standard utilisée aujourd'hui consiste en l'utilisation d'acquisitions en champs plats. Ensuite, l'application de l'une des méthodes analytiques existantes, basées sur une description statistique de la réponse des pixels, à ces champs plats, permet de mesurer le gain de conversion pour chaque pixel.

Des études récentes ont introduit des méthodes utilisant des descriptions statistiques sophistiquées du signal en sortie du détecteur pour approximer la distribution du signal mesuré lors d'une suite de champs plats identiques [97]. Ces méthodes sont spécifiquement optimisées pour les détecteurs ayant un bruit de lecture inférieur à un électron, tels que les APD, les rendant impossibles à appliquer aux détecteurs plus courants dont le bruit de lecture varie de quelques électrons à des dizaines d'électrons. Pour les détecteurs communs, la méthode standard pour mesurer le gain à l'aide de champs plats a été initialement proposée par Mortara et al. (1981) [98] sous le nom de méthode "mean variance" et plus tard affinée par Janesick et al. (2001) [46] pour devenir la fameuse "photon transfer curve" (PTC). Ces méthodes reposent sur le calcul de l'équation "mean var", reliant la variance et la moyenne du signal d'un pixel. Ces deux méthodes supposent que pour un capteur linéaire, le signal moyen $\bar{S}$ (ADU) d'un pixel ayant intégré une charge Q (e^-) est donné par

$$\bar{S} = \frac{Q}{g}, \tag{3.4}$$

où g désigne le gain de conversion en e^- ADU^{-1}. Ici, le bruit de lecture n'apparaît pas, car il est gaussien de moyenne zéro et d'écart-type σ_r. En supposant que g soit constant et que Q ne dépende pas de g, la variance du signal peut être calculée en appliquant la formule de propagation des erreurs à l'équation 3.4. De plus, le bruit de lecture σ_r doit être ajouté en quadrature dans l'équation de la variance,

$$\sigma_S^2 = \left(\frac{\partial S}{\partial Q}\right)^2 (\sigma_Q^2) + \left(\frac{\partial S}{\partial g}\right)^2 (\sigma_g^2) + \sigma_r^2. \tag{3.5}$$

Enfin, en supposant que les électrons collectés suivent une distribution de Poisson et faisant l'hypothèse que la variance du gain est négligeable, la variance totale s'exprime comme

$$\sigma_S^2 = \frac{\bar{S}}{g} + \sigma_r^2. \tag{3.6}$$

Ainsi, d'après l'équation (3.6), en effectuant un ajustement linéaire sur une courbe de la variance en fonction de la moyenne du signal d'un pixel, le gain de conversion peut être estimé comme l'inverse de la pente de la droite ajustée. Typiquement, une courbe mean-variance est construite à partir d'une série de M rampes de champs platss similaires. La variance et la moyenne du signal sont estimées, pour chaque pixel, à travers les M rampes. Comme les rampes sont composées d'un certain nombre de frames, la courbe mean-variance contiendra autant de points qu'il y a de frames dans la rampe. Le gain est alors estimé par l'inverse de la pente de la relation linéaire attendue et le bruit de lecture par son ordonnée à l'origine.

3.2.4.2. Incertitude sur la mesure du gain

L'évaluation précise de l'incertitude sur la mesure du gain de conversion en utilisant la méthode mean-variance s'avère très complexe. Principalement, l'estimation de l'incertitude sur la variance utilisée pour construire la courbe se révèle être un problème inextricable. Même si certains auteurs [99] ont fait des tentatives pour quantifier cette incertitude, ce problème, ajouté à la régression linéaire, rendent l'estimation analytique impossible. Néanmoins, il est indispensable de connaître l'incertitude sur la mesure du gain pour pouvoir la propager dans les analyses ultérieures. En effet, comme le gain est utilisé pour la mesure de la QE, du bruit de lecture, du courant d'obscurité, mais aussi directement dans l'estimation du flux photonique, l'incertitude sur le gain doit être prise en compte dans le calcul de l'incertitude de ces mesures sans quoi leur précision sera surestimée et pourra mener à de fausses interprétations.

Par conséquent, l'approche conventionnelle pour estimer l'incertitude implique de répéter la mesure du gain d'un seul pixel et d'utiliser la moyenne obtenue comme estimateur du gain et l'écart type de la moyenne, $\sigma_g/\sqrt{N}$, comme estimateur de l'incertitude. Ici, N représente le nombre de mesures de gain, et σ_g désigne l'écart type de ces mesures. Néanmoins, cette technique pose un défi du fait que M rampes sont nécessaires pour effectuer une mesure de gain, et par conséquent, $N \times M$ rampes sont requises pour estimer à la fois le gain et l'incertitude. Ce besoin augmente considérablement le nombre total d'acquisitions nécessaires. Par exemple, pour obtenir une incertitude de 1 % et choisissant de mesurer la variance et la moyenne sur 50 rampes de 400 frames, environ 500 mesures de gain sont nécessaires, soit 25 000 rampes. Dans le cas des détecteurs d'Euclid, cela revient à un temps d'acquisition de 4000 heures (presque 6 mois) ce qui rend la mesure par pixel irréaliste. Un moyen de limiter le nombre de rampes nécessaires est de combiner les statistiques spatiales et temporelles en appliquant l'hypothèse ergodique à petite échelle, soit faire l'hypothèse que le gain est le même pour un carré de pixels P×P, nommée un superpixel. Grâce à cette hypothèse, il est possible d'estimer la variance et la

moyenne du pixel spatialement, sur les $P \times P$ pixels. Pour s'affranchir du "Fixed Patter Noise" [46] provenant de la non-uniformité de la réponse pixel qui biaiserait la mesure du bruit de photon, il est nécessaire d'utiliser des paires de rampes. En effet, la soustraction de deux frames identiques permet de corriger ce bruit. Ainsi, pour un superpixel P×P d'une paire de frame donnée S^1 et S^2, la moyenne du signal est estimée par l'équation :

$$\bar{S} = \frac{1}{P^2} \sum_{i=1,j=1}^{P} \left(S^1_{i,j} + S^2_{i,j} \right) , \tag{3.7}$$

avec $S^1_{i,j}$ et $S^2_{i,j}$ les valeurs des pixels i, j dans les images S^1 et S^2 respectivement. La variance du signal est elle estimée par :

$$\sigma^2_S = \frac{1}{P^2 - 1} \sum_{i=1,j=1}^{P} \left(D_{i,j} - \bar{D} \right) , \tag{3.8}$$

avec $D_{i,j} = S^1_{i,j} - S^2_{i,j}$ et $\bar{D}$ la moyenne de $D_{i,j}$ sur le superpixel. Ainsi, une estimation du gain par superpixel ne nécessite plus qu'une seule paire de rampes au lieu de 50. En fonction du nombre d'acquisitions disponibles et de la précision souhaitée, la taille du superpixel peut être diminuée ou augmentée. En revanche, plus le superpixel est grand, moins l'hypothèse ergodique est vraie puisque les variations spatiales du gain seront plus importantes. Il est donc nécessaire d'inclure dans l'incertitude de mesure l'erreur systématique provenant de l'utilisation de l'hypothèse ergodique.

3.2.4.3. Limites de la méthode mean-variance

Bien que la méthode mean-variance offre un moyen de mesurer le gain de conversion et d'en estimer l'incertitude, elle est souvent limitée par des hypothèses qui ne tiennent pas compte de l'influence de certains paramètres critiques de la réponse des pixels. Parmi ces paramètres, la non-linéarité, l'IPC, et la persistance sont les plus déterminants.

Non-linéarité Le calcul de l'équation de mean-variance se base sur une relation linéaire entre la charge intégrée par un pixel (en électrons) et son signal de sortie (en ADU). Cependant, comme indiqué dans la section 2.2, les détecteurs CIS présentent typiquement des réponses non linéaires. Cette hypothèse pourrait donc conduire à des estimations biaisées du gain. La connaissance de l'influence de la charge intégrée sur la mesure du gain de conversion n'est pas nouvelle [100] et de nombreuses adaptations de la méthode mean-variance ont été proposées. Par exemple, Pain et al. (2003) [101] ont proposé une définition du gain de conversion qui varie avec la charge intégrée menant à une nouvelle équation qui lie la variance à la moyenne du signal. Cette nouvelle équation permet d'effectuer une mesure directe de la QE et donc potentiellement du gain. Toutefois, cette méthode reste très dépendante de ses paramètres d'entrée et ne permet pas une mesure directe du gain de conversion. D'autres auteurs [100, 102] ont suggéré de mesurer le gain de conversion en se limitant a des charges intégrées inférieures à 20 % de la capacité du

puits, tout en s'assurant que le bruit de photons est dominant, réduisant ainsi l'influence de la charge intégrée sur la mesure du gain. Cependant, il a été prouvé dans plusieurs articles [71, 103], notamment pour des H2RG, que même en dessous de 20 % de la capacité du puits, la réponse du pixel est non-linéaire. Par conséquent, ces adaptations ne sont pas suffisantes pour prendre en compte le biais induit par la non-linéarité dans la mesure du gain de conversion.

Capacité Inter Pixel Comme mentionnée plus tôt, pour diminuer le nombre d'acquisitions nécessaires pour mesurer le gain de conversion, la variance et la moyenne sont estimées spatialement sur un pixel $P \times P$. Cependant, cette méthode suppose que les pixels sont indépendants les uns des autres. Or, le crosstalk, qu'il provienne de la diffusion (en général assez faible) ou de l'IPC (principalement), crée des corrélations entre le signal des pixels proches. Précisément, en propageant le signal aux pixels proches, le crosstalk crée une corrélation positive, entraînant une sous-estimation de la variance du signal et, par conséquent, une surestimation du gain de conversion. Plusieurs méthodes [104, 105] ont proposé de corriger l'effet de l'IPC sur la variance en soustrayant à l'estimation de la variance les corrélations avec les pixels voisins. Cependant, nous avons montré que le crosstalk n'était pas le seul phénomène à créer des corrélations spatiales. Ainsi, la persistance par exemple, va ajouter des corrélations qui, n'étant pas prise en compte par ces méthodes, vont biaiser la correction de la variance. Récemment, Hirata et al. (2020) [67] ont introduit dans leur modèle de réponse pixel le crosstalk ainsi que la non-linéarité, permettant un calcul analytique des corrélations temporelles et spatiales lors des acquisitions en champ plat. Ce modèle, lorsqu'il est ajusté aux mesures des corrélations du signal des pixels, permet l'estimation des différents paramètres de la réponse pixel, y compris le gain de conversion. Une fois de plus, la présence de corrélations non modélisées biaise l'estimation des différents paramètres. De plus, la nécessité d'ajuster le modèle avec de nombreux paramètres libres rend l'analyse particulièrement vulnérable à la qualité des données, ce qui pourrait compromettre la précision et la reproductibilité de l'ajustement.

Persistance Finalement, la persistance est également une source de corrélation qui peut biaiser les méthodes précédentes. Tout d'abord, comme indiqué avant, en créant des corrélations spatiales, la persistance va biaiser l'estimation de la variance par la variance spatiale et donc l'estimation du gain. De plus, la méthode de mean-variance se base sur l'utilisation de plusieurs rampes acquises dans les mêmes conditions et donc présumées identiques. Cette présomption n'est pas forcément vraie lorsque les acquisitions sont effectuées les unes à la suite des autres. Par exemple, sur la figure 3.4, est tracée la médiane, sur une région de 50×50 pixel, de la différence entre le signal de 2 rampes consécutives au sein d'un cycle de 6 rampes acquises à un flux d'environ $45\,\mathrm{ADU.frame}^{-1}$. On peut y voir que la différence entre les premières rampes du cycle est très importante puis elle diminue lorsque l'on avance dans le cycle. Cette différence provient d'un changement de l'état de remplissage des pièges entre les rampes successives. De ce fait, le nombre d'électrons piégés entre la frame $k-1$ et la frame k n'est pas le

même pour les cycles se succédant et donc le signal de la frame k pour le cycle h et le cycle $h+1$ est différent. Au cours du cycle, les pièges ayant des constantes de temps longues vont se remplir et un état stationnaire va être atteint ou le piégeage entre les frames sera le même pour tous les cycles. Néanmoins, pour les rampes acquises avant l'état stationnaire, l'estimation de la variance du signal en utilisant la différence entre 2 rampes va être biaisé par la persistance et donc l'estimation du gain de conversion aussi.

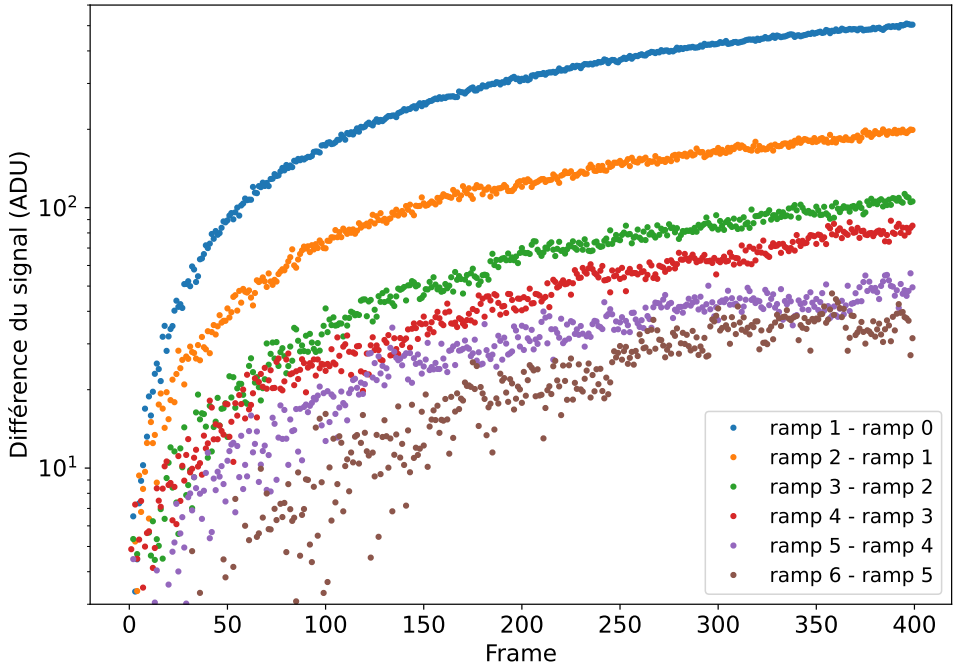


FIGURE 3.4. – Médiane sur les pixels de la différence entre le signal frame à frame de 2 rampes consécutives.

3.3. Conclusion

La caractérisation précise des CIS est fondamentale pour développer un modèle de réponse pixel qui soit véritablement représentatif des caractéristiques réelles des détecteurs. Cette étape est essentielle non seulement pour assurer la validité des données scientifiques recueillies lors des missions spatiales, mais aussi pour optimiser la conception et l'exploitation des détecteurs dans des conditions opérationnelles variées.

Ce chapitre a fourni un examen détaillé des techniques et infrastructures employées pour la caractérisation des CIS, en prenant l'exemple de leur application aux détecteurs IR de la mission Euclid et au détecteur ALFA de la mission SVOM. Nous avons exploré

les moyens de caractérisation, débutant par la stratégie d'acquisition des données qui est cruciale pour mesurer avec précision les différents paramètres de la réponse des pixels. L'exemple du banc de test du CPPM a concrètement illustré comment ces stratégies sont mises en œuvre pour simuler des conditions opérationnelles réalistes tout en maintenant une stabilité rigoureuse des conditions environnementales telles que la température et le flux lumineux. La présentation des données disponibles pour les détecteurs H2RG d'Euclid et ALFA a démontré la qualité des résultats obtenus lorsqu'une stratégie de caractérisation rigoureusement conçue est mise en œuvre à l'aide d'un banc de test performant.

Dans la section dédiée aux méthodes d'analyse, nous avons exploré les approches standards bien établies utilisées pour évaluer des paramètres tels que le courant d'obscurité, le bruit de lecture, et l'efficacité quantique et nous avons vu qu'ils dépendaient tous d'une estimation précise du gain de conversion. L'examen de l'état de l'art dans la caractérisation du crosstalk et du gain de conversion a révélé que ces méthodes sont encore limitées, malgré de nombreuses avancées. Les hypothèses simplificatrices utilisées négligent souvent les interactions complexes entre les paramètres de la réponse des pixels, engendrant ainsi des corrélations dans les méthodes d'analyse et donc des biais dans les mesures des paramètres.

Face à ces limites, il devient impératif d'adapter et d'affiner les méthodes existantes pour réaliser une caractérisation précise et non biaisée des différents paramètres de la réponse pixel. L'objectif ultime étant d'améliorer la précision des mesures scientifiques, qui constitue l'objectif principal des diverses missions astronomiques ou cosmologiques utilisant ces détecteurs. Pour cela, obtenir un modèle de réponse pixel dans lequel les différents paramètres ne sont pas corrélés les uns aux autres est une étape essentielle.

Les chapitres suivants se concentreront sur des études de cas spécifiques liés à la caractérisation des détecteurs utilisés dans les missions Euclid et ALFA. Le chapitre IV abordera en profondeur la mesure de l'IPC, suivie par le chapitre V qui explorera les techniques pour corriger l'impact de l'IPC sur la mesure du gain. Le chapitre VI examinera comment la non-linéarité de la réponse des pixels peut être intégrée dans un modèle robuste pour une estimation précise du gain de conversion.

4. Mesure de la capacité interpixel (IPC) des détecteurs IR d'Euclid et de SVOM/Cagire

Sommaire

4.1. Méthode SPR adaptée à Euclid 87
4.1.1. La méthode SPR 88
4.1.2. Signal transitoire après reset 89
4.1.3. Correction du bruit de mode commun 93
4.1.4. Incertitude sur la mesure de l'IPC 96
4.2. Méthode d'obtention du crosstalk pour le détecteur ALFA 98
4.2.1. Principe de la méthode de Finger 98
4.2.2. Soustraction d'un signal de fond 99
4.3. Résultats et interprétations 106
4.3.1. IPC médian sur le détecteur 106
4.3.2. Variations spatiales de l'IPC 108
4.3.3. Améliorations possibles 112
4.4. Conclusion 112

Les chapitres précédents de cette thèse ont établi une compréhension détaillée de la caractérisation des CIS et des défis associés à l'estimation précise des paramètres du modèle de réponse pixel. Ces discussions ont souligné l'importance de méthodes de caractérisation rigoureuses permettant une estimation par pixel de ces paramètres tout en prévenant des effets de corrélations entre les paramètres. Ces efforts sont cruciaux pour assurer la validité des données recueillies par les différentes missions d'astronomie et de cosmologie, comme Euclid et SVOM. Le présent chapitre est consacré à la présentation de la mesure de l'IPC adaptée à deux types de détecteurs : les détecteurs H2RG et ALFA. Nous allons explorer les complexités et les difficultés techniques rencontrées lors de la mesure de l'IPC, qui illustrent parfaitement les défis mentionnés précédemment dans l'estimation des paramètres de la réponse des pixels.

Pour aborder cette problématique, nous nous concentrerons initialement sur la méthode Single Pixel Reset (SPR) spécifiquement adaptée aux détecteurs H2RG d'Euclid. Cette approche, bien que plutôt standard, nécessite des ajustements précis pour répondre aux spécificités des détecteurs H2RG d'Euclid. Notamment, la précision de cette méthode a été améliorée par une analyse d'un signal transitoire apparaissant après le reset et par la correction du bruit de mode commun. Finalement, le calcul des incertitudes sur la mesure de l'IPC sera discuté pour évaluer la fiabilité des résultats obtenus. La discussion se tourne ensuite vers les défis et les solutions innovantes appliquées au détecteur ALFA de la mission SVOM, où l'IPC et la diffusion sont mesurées conjointement en utilisant la méthode définie par Finger et al. [93]. Cette section illustre comment les ajustements méthodologiques, tels que l'optimisation du rapport signal sur bruit et la correction précise des signaux résiduels, sont essentiels pour obtenir des résultats fiables et précis.

La présentation des résultats de ces caractérisations détaillera l'IPC moyen constatée sur chaque type de détecteur ainsi que les variations spatiales observées, mettant en lumière l'importance d'une caractérisation par pixel. L'analyse de ces résultats permettra non seulement de vérifier l'efficacité des méthodes employées, mais aussi de proposer des pistes d'amélioration de celles-ci.

4.1. La méthode SPR adaptée aux détecteurs IR d'Euclid

Cette section détaille l'adaptation de la méthode Single Pixel Reset (SPR) pour les détecteurs infrarouges H2RG utilisés dans la mission Euclid pour mesurer la réponse impulsionnelle h de l'IPC. La méthode SPR se basant sur une stimulation électrique des pixels, elle permet en effet une mesure de l'IPC décorrélée de la diffusion. Avant de mesurer l'IPC, il est nécessaire de définir le modèle de la matrice h. Notre choix a été d'utiliser un modèle sans aucune hypothèse où chaque coefficient est libre, évitant ainsi

tout biais provenant de ces hypothèses. La matrice est donc exprimée comme suit :

$$h = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \alpha_4 & 1 - \sum_{i=1}^{8} \alpha_i & \alpha_5 \\ \alpha_6 & \alpha_7 & \alpha_8 \end{pmatrix} \tag{4.1}$$

Ici, une matrice 3×3 est utilisée, car, comme il sera présenté après, l'IPC entre un pixel et son deuxième voisin est négligeable (comparé au bruit) pour ces H2RGs. Cependant, si l'IPC affecte également les seconds voisins, une matrice 5×5 devrait être envisagée.

4.1.1. La méthode SPR

Le principe de la méthode SPR [91] a été explicité dans le chapitre précédent et illustré sur la figure 3.2. Pour rappel, la méthode SPR consiste en un cycle de mesures comprenant les étapes suivantes :

— Reset de l'entièreté du détecteur à une tension nominale de 300 mV.
— Lecture de 16 frames (0 à 15 sur la figure).
— Reset d'un pixel tous les 8×8 à une tension différente (375, 500 ou 625 mV).
— Lecture de 16 frames.

À la suite du reset à une tension plus élevée, l'état électronique de la photodiode est modifié et se trouve identique à l'état qui aurait été le sien après l'intégration d'un certain nombre de charges photogénérées. Les autres pixels n'étant pas resetés, une modification du signal mesuré par ceux-ci témoignera de l'effet de l'IPC. La différence entre les images obtenues avant et après le reset d'un pixel permet donc de mesurer l'IPC. Afin d'améliorer la précision, les 16 frames avant et les 16 frames après le reset sont moyennées pour obtenir une image de la différence selon la formule suivante :

$$\Delta I = \frac{1}{16} \sum_{k=17}^{32} f_k - \frac{1}{16} \sum_{k=1}^{16} f_k \,, \tag{4.2}$$

avec f_k l'image de la frame k. Un exemple de l'image ΔI pour la grille numéro 23 est fourni sur la figure 4.1. Ensuite, puisque la somme des coefficients de h est égale à 1, pour chaque pixel de la grille, la matrice d'IPC est obtenu en normalisant la matrice ΔI de taille 3×3 (ou 5×5) centrée sur le pixel reset par la somme des valeurs de cette matrice. Pour un pixel reset en position (i, j), la matrice d'IPC est donc donné par :

$$h_{i,j} = \frac{\begin{pmatrix} \delta_{i-1,j-1} & \delta_{i-1,j} & \delta_{i-1,j+1} \\ \delta_{i,j-1} & \delta_{i,j} & \delta_{i,j+1} \\ \delta_{i+1,j-1} & \delta_{i+1,j} & \delta_{i+1,j+1} \end{pmatrix}}{\sum_{i=-1,j=-1}^{1} \delta_{i,j}} \,. \tag{4.3}$$

Lors de la caractérisation des détecteurs d'Euclid, cette mesure a été effectuée 2 fois et la moyenne des 2 mesures a été prise comme valeur finale de l'IPC. Pour obtenir le signal de tous les pixels, l'opération doit être répétée 64 fois en décalant la grille de pixels resets à chaque itération. Bien que cette méthode soit standard, comme il est visible sur la figure 4.1, divers bruits et signaux résiduels sont présents dans l'image ΔI et doivent être corrigés pour obtenir une mesure précise de l'IPC.



FIGURE 4.1. – Exemple de l'image ΔI pour la grille numéro 23.

4.1.2. Signal transitoire après reset

En examinant la figure 4.1, le premier défaut visible est une valeur de l'image de différence beaucoup plus élevée dans le bas du détecteur ; une vingtaine d'ADU en moyenne pour les pixels non-reset du bas contre quelques ADU pour ceux du haut. Cette bande correspond aux pixels les plus proches du câblage (ou wirebonding) comme le

montre la figure 4.2. Pour comprendre l'origine de cette différence de comportement

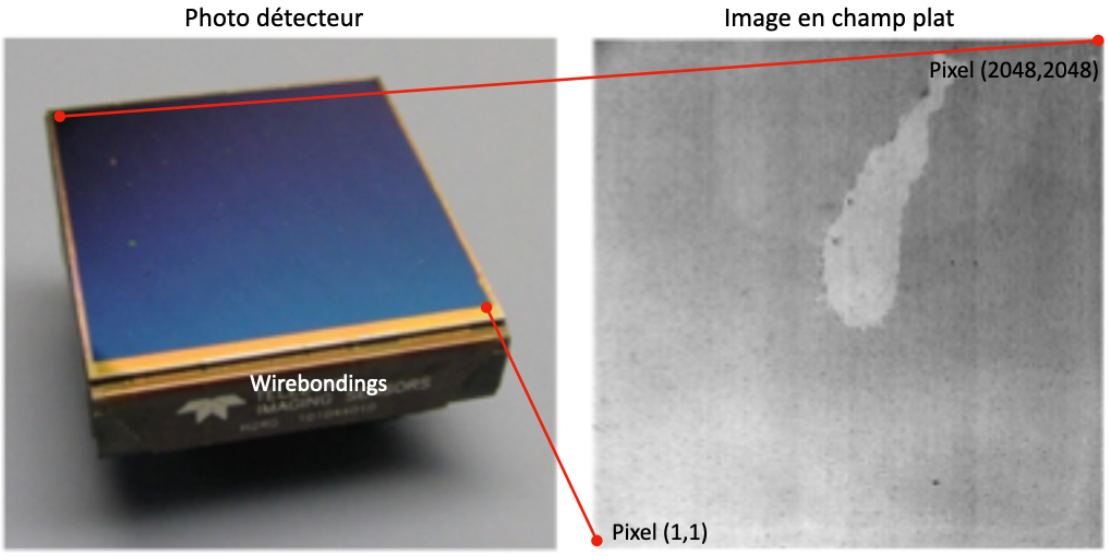


FIGURE 4.2. – Orientation de l'image du détecteur H2RG pendant la caractérisation au CPPM.

des pixels, nous avons examiné le signal de trois types de pixels : un pixel reset, un pixel adjacent et un pixel plus éloigné du pixel reset. Ces pixels sont situés à deux emplacements spécifiques : les uns près des bondings (ligne 24) et les autres plus éloignés (ligne 560). Les signaux de ces trois pixels sont présentés sur la figure 4.3 pour la ligne 560 et sur la figure 4.4 pour la ligne 24. Pour les pixels de la ligne 560, le comportement est celui attendu, à savoir un saut de signal entre la 15ème et la 16ème frame pour le pixel reset et le pixel adjacent (causé par l'IPC) puis une variation du signal entre les frames 16 et 32 provenant du bruit de lecture. Pour le pixel loin du pixel reset, le signal est presque constant, ses variations étant également dues au bruit de lecture. En revanche, pour les pixels de la ligne 24, pour les 3 pixels, on observe que le signal de la frame 16 est plus élevé que celui de la frame 17.

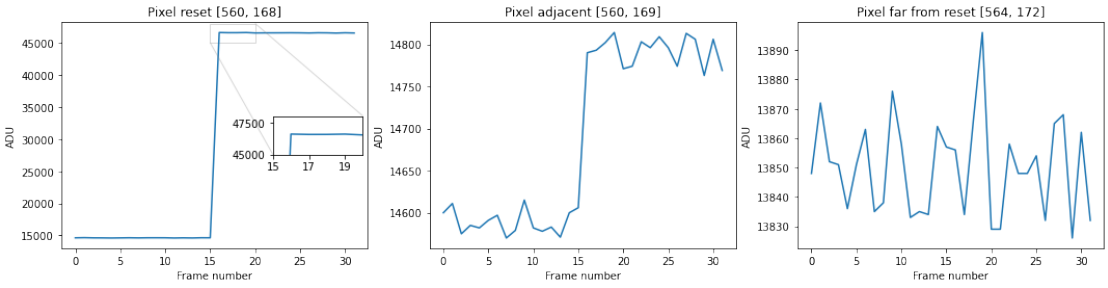


FIGURE 4.3. – Rampes SPR pour un pixel reset, un pixel adjacent et un pixel plus éloigné du pixel reset pour la ligne 560.

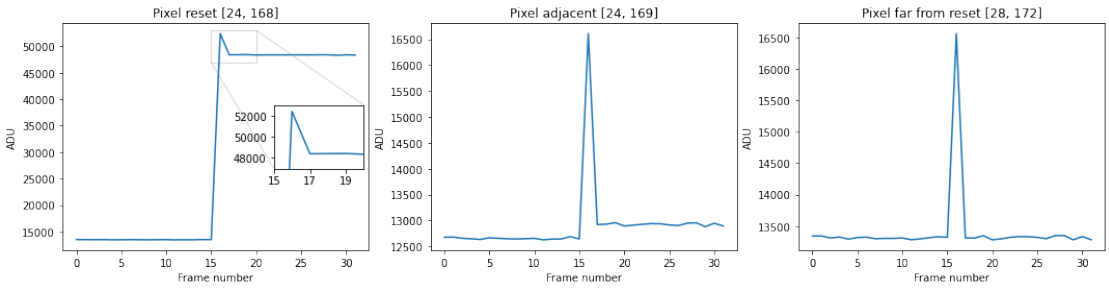


FIGURE 4.4. – Rampes SPR pour un pixel reset, un pixel adjacent et un pixel plus éloigné du pixel reset pour la ligne 24.

Afin d'investiguer l'origine de cette différence de signal entre la frame 16 et 17, que nous appellerons "pulse" dans la suite, nous avons examiné l'évolution de ce signal dans une ligne proche des bondings et dans une colonne. Sur la figure 4.5 est tracé le pulse pour la 11ème ligne en fonction du numéro de la colonne et sur la figure 4.6 est tracé le pulse moyen pour les pixels du 3ème canal (un canal correspond à une sortie vidéo du détecteur, il y en a 32 en tout) en fonction du numéro de ligne depuis le wirebonding. Tout d'abord, on voit sur la figure 4.6 que l'intensité du pulse diminue lorsque l'on s'éloigne des wirebondings pour atteindre une valeur similaire au bruit de lecture. Ainsi, le pulse semble être dépendant de la distance au wirebonding. Ensuite, sur la figure 4.5, on observe qu'au sein d'un canal, l'intensité du pulse diminue de gauche à droite, ce qui correspond au sens de lecture des pixels. Aucune variation flagrante n'est visible entre les canaux. Ceci suggère que le pulse est lié au sens de lecture des pixels (en parallèle pour chaque canal, de gauche à droite et de bas en haut en partant des bondings) et que son intensité dépend du temps écoulé depuis le reset. L'hypothèse la plus probable pour l'origine de ce pulse est donc qu'il provient du temps d'établissement du courant dans les amplificateurs de sortie des pixels. De plus, dans la figure 4.5, on observe une différence dans l'intensité du pulse entre les pixels pairs et ceux impairs, pouvant provenir du fait que les sources de courant sont différentes pour ces deux types de pixels. Quoi qu'il en soit, ce pulse biaise la mesure de l'IPC et pour le corriger, nous avons donc choisi de ne pas utiliser la frame 17 dans le calcul de l'image de différence ΔI.

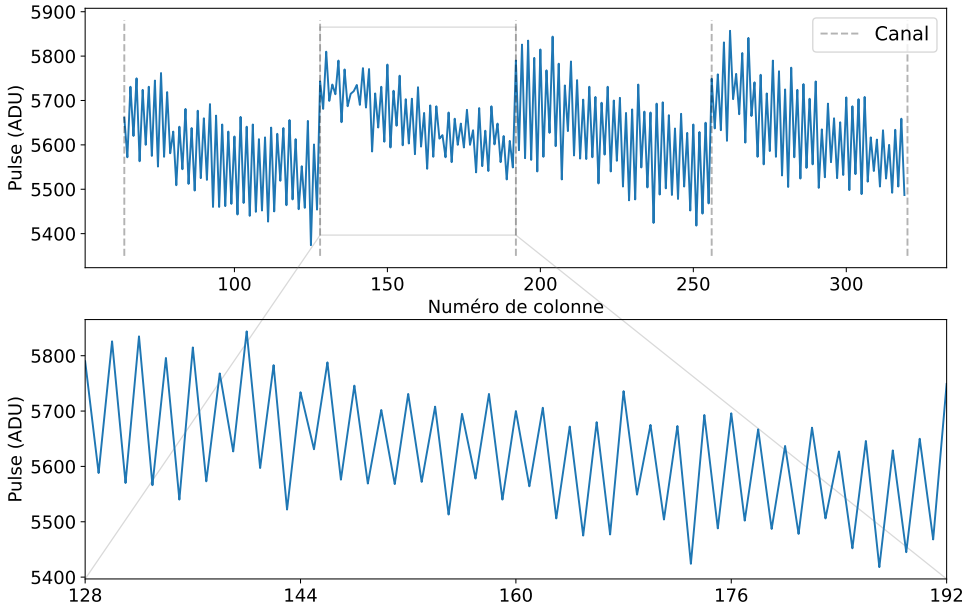


FIGURE 4.5. – Différence de signal entre les images 16 et 17 pour la 32ème rangée.

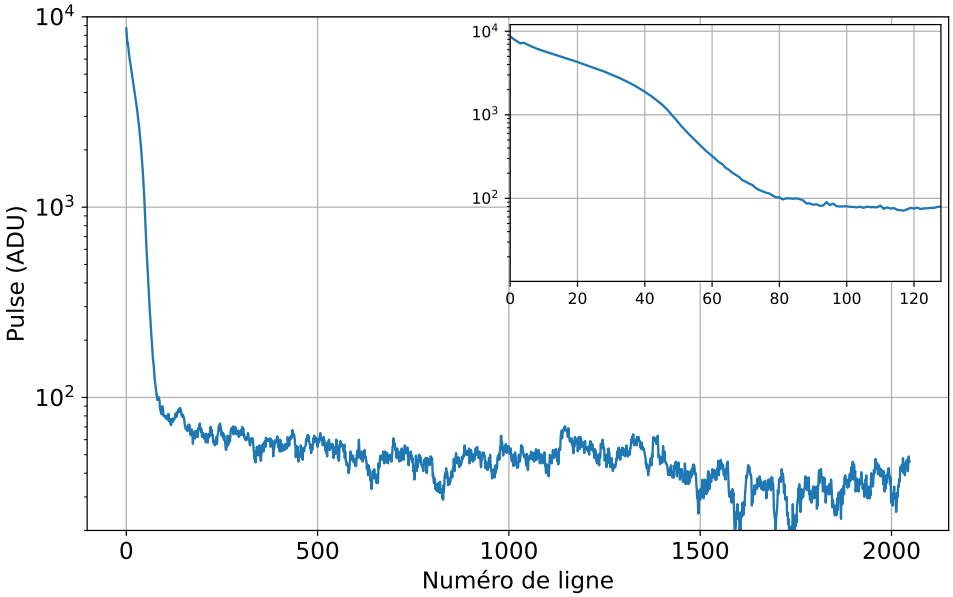


FIGURE 4.6. – Intensité du pulse en fonction de la ligne.

4.1.3. Correction du bruit de mode commun

Le deuxième défaut observé sur la figure 4.1 est une variation de la valeur de l'image de différence entre les canaux de lecture du détecteur. Cette variation est causée par le bruit de mode commun. Comme expliqué dans le second chapitre, chaque canal possède un transistor de sortie commun. La variation de la sortie de ce transistor est donc commune à tous les pixels du canal, créant ainsi un bruit corrélé entre les pixels, appelé bruit de mode commun. De plus, cette variation de la sortie des transistors de chaque canal induit un décalage entre les différents canaux, comme observé sur l'image de différence ΔI. Pour la phase d'observation de la mission Euclid, il a été décidé d'utiliser les pixels de référence pour corriger ce bruit de mode commun [106]. Cette méthode est utilisée, car tous les pixels du détecteur sont utilisés lors de l'observation, ce qui n'est pas le cas durant une mesure SPR. En effet, puisque seuls les plus proches voisins du pixel reset sont impactés par l'IPC, il est possible d'utiliser les pixels à une distance minimum de 2 pixels d'un pixel reset pour corriger le bruit de mode commun. Comme on peut le voir sur la figure 4.1, au sein d'un canal, la valeur de la différence d'image varie de ligne en ligne, en revanche au sein d'une ligne d'un même canal, elle est stable. Ainsi, nous avons choisi d'effectuer une correction du bruit de mode commun identique pour chaque bande de 7×64 pixels contenant dans la ligne du milieu les pixels reset. La correction est effectuée en soustrayant la moyenne des pixels non affectés par l'IPC, soit les 2×64 du haut et les 2×64 du bas de la bande, à chaque pixel de la bande. Pour éviter que la correction soit biaisée par des pixels anormaux (hot pixels, pixels morts, rayons cosmiques), nous avons choisi de n'utiliser que les pixels dont la valeur est comprise entre le premier et le troisième quartile de la distribution des valeurs des pixels non affectés par l'IPC.

Afin de vérifier l'efficacité de cette correction, nous avons choisi de regarder son impact sur les pixels non affectés par l'IPC. La figure 4.7 montre la carte des pixels non affectés par l'IPC avant et après correction et la figure 4.8 présente l'histogramme de ces mêmes pixels. Sur la figure 4.7, on observe que la correction a permis de complètement corriger les différences entre les canaux, très visibles avant correction. Après correction, les motifs correspondant aux variations spatiales ont disparu. L'histogramme de la figure 4.8 confirme l'efficacité de la correction puisqu'elle a permis de recentrer la distribution des valeurs des pixels non affectés par l'IPC autour de 0 (précisément -5.10^{-3} ADU) et de réduire la dispersion de ces valeurs en faisant passer l'écart type de 4.6 ADU à 2.6 ADU. Ainsi, en corrigeant les variations spatiales de l'image de différence ΔI, la correction du bruit de mode commun a permis d'améliorer la précision de la mesure de l'IPC.

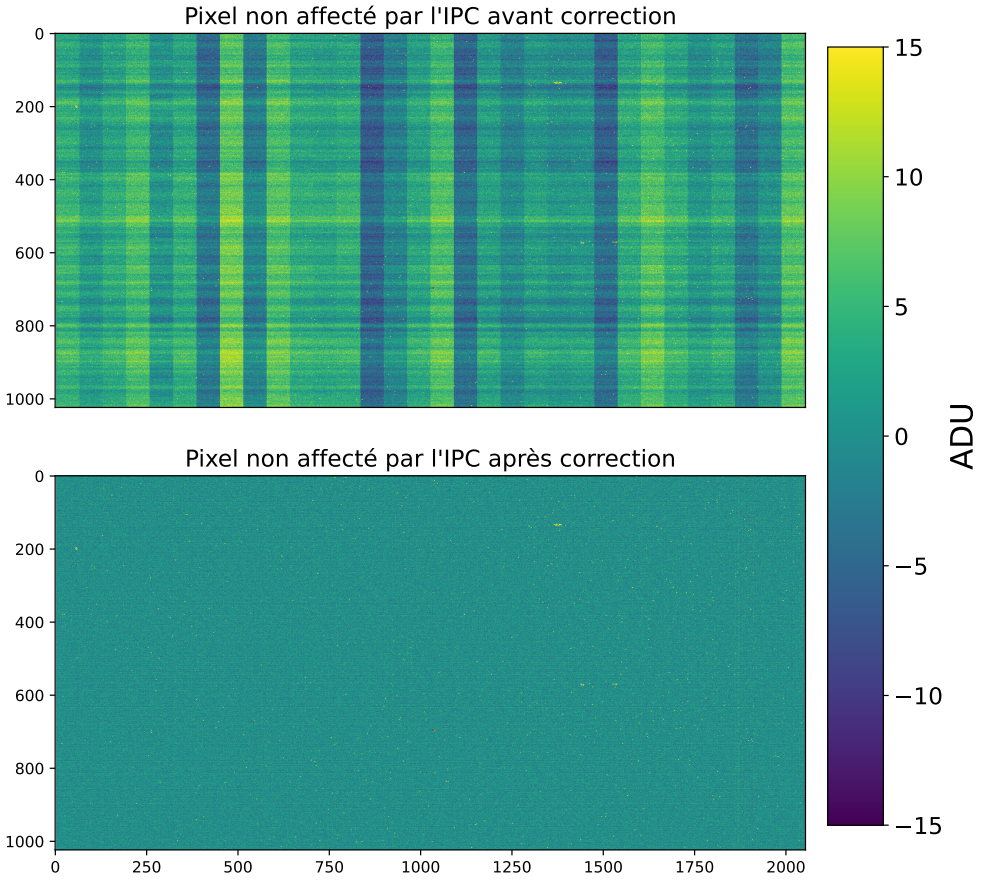


FIGURE 4.7. – Pixels non affectés par l'IPC avant (haut) et après (bas) correction.

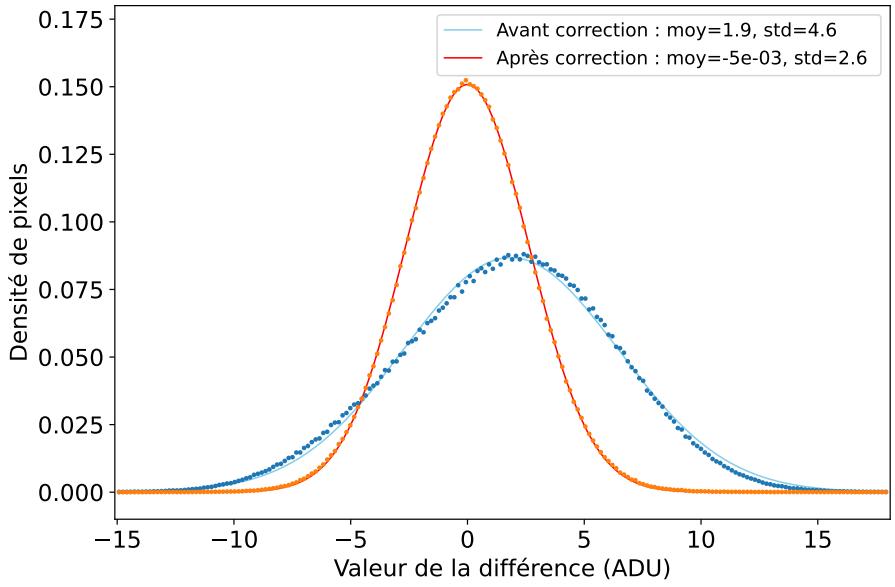


FIGURE 4.8. – Histogramme des pixels non affectés par l'IPC avant et après correction.

4.1.4. Incertitude sur la mesure de l'IPC

Grâce à la suppression de la frame 16 responsable du signal transitoire et la correction du bruit de mode commun, l'image de différence ΔI est beaucoup moins bruitée, ce qui permet une mesure précise de l'IPC. Cependant, pour évaluer cette précision, il est nécessaire de calculer l'incertitude sur la mesure de l'IPC. Pour ce faire, nous avons utilisé l'estimateur classique de l'erreur statistique sur des mesures indépendantes de la variable aléatoire X :

$$\hat{\sigma_X}^2 = \frac{1}{N}\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(X_i - \bar{X})^2\,, \tag{4.4}$$

avec $\bar{X}$ la moyenne statistique des mesures de X. La première étape de la méthode SPR est la soustraction de la moyenne des 16 première frames à la moyenne des 15 dernières frames pour chaque pixel. En utilisant l'équation 4.4, on peut donc exprimer les incertitudes sur ces moyennes σ_{pre} (pré-reset) et σ_{post} (post-reset) comme suit :

$$\sigma_{pre} = \sqrt{\frac{1}{16*15}\sum_{i=1}^{16}(f_k - \bar{f_{pre}})^2}\,,$$

$$\sigma_{post} = \sqrt{\frac{1}{15*14}\sum_{i=18}^{32}(f_k - \bar{f_{post}})^2}\,,$$

avec $\bar{f_{pre}}$ et $\bar{f_{post}}$ les moyennes des 16 premières et 15 dernières frames respectivement. Puisque ΔI est la différence des 2 moyennes, son incertitude est donnée par :

$$\sigma_{\Delta I}^2 = \sigma_{pre}^2 + \sigma_{post}^2$$

Ensuite, la correction de bruit de mode commun est effectuée. L'incertitude sur le coefficient de correction est donnée par :

$$\sigma_{corr} = \sqrt{\frac{1}{N*(N-1)}\sum_{k=1}^{N}(\Delta I_k - \bar{\Delta I})^2}\,,$$

avec ΔI_k la valeur de l'image de différence pour le pixel k de la bande de pixels utilisée pour estimer le coefficient de correction, N le nombre de pixels dans cette bande et $\bar{\Delta I}$ la moyenne des valeurs de l'image de différence dans cette bande. Ainsi, puisque la correction est simplement une soustraction, l'incertitude sur l'image ΔI corrigée, que l'on nommera ipc_{raw}, est :

$$\sigma_{ipc_{raw}}^2 = \sigma_{\Delta I}^2 + \sigma_{corr}^2\,.$$

La dernière étape du calcul de la matrice d'IPC du pixel reset (i,j) consiste en la normalisation du coefficient ipc_{raw} par la somme des valeurs de l'image ipc_{raw} de taille 3×3 centrée sur le pixel reset, que l'on nommera *norm*. L'erreur sur l'élément (a,b), a et b

allant de -1 à 1, de la matrice d'IPC est donc donnée par :

$$ipc[a,b] = \frac{ipc_{raw}[a,b]}{\sum_{i=-1,j=-1}^{1} ipc_{raw}[i,j]} = \frac{ipc_{raw}[a,b]}{norm}.$$

Dans cette équation, il est clair que les termes $ipc_{raw}[a,b]$ et $norm$ sont corrélés puisque $norm$ est la somme des valeurs de ipc_{raw}. Pour faciliter le calcul de l'incertitude sur $ipc[a,b]$, nous allons donc séparer $norm$ pour y faire apparaître la somme des valeurs de l'image ipc_{raw} telle que $i,j \neq a,b$ et le coefficient $ipc_{raw}[a,b]$. Ainsi, on peut écrire :

$$ipc[a,b] = \frac{ipc_{raw}[a,b]}{ipc_{raw}[a,b] + \sum_{i,j\neq a,b} ipc_{raw}[i,j]}$$

Afin de simplifier l'écriture, on note ipc_{raw} pour $ipc_{raw}[a,b]$ et sum pour $\sum_{i,j\neq a,b} ipc_{raw}[i,j]$, l'équation précédente devient donc :

$$ipc[a,b] = \frac{ipc_{raw}}{ipc_{raw} + sum}$$

En négligeant la contribution à l'incertitude des corrélations créées par l'IPC, l'incertitude sur sum s'exprime comme :

$$\sigma_{sum}^2 = \sum \sigma_{ipc_{raw}}^2.$$

En appliquant la formule de propagation des incertitudes, on obtient l'incertitude sur $ipc[a,b]$:

$$\sigma_{ipc}^2 = \sigma_{ipc_{raw}}^2 \left(\frac{norm - ipc_{raw}}{norm^2}\right)^2 + \sigma_{sum}^2 \left(\frac{-ipc_{raw}}{norm^2}\right)^2,$$

Soit :

$$\sigma_{ipc}^2 = \left(\frac{1}{norm^2}\right)^2 [ipc_{raw}^2 \sigma_{sum}^2 + (norm - ipc_{raw})^2 \sigma_{ipc_{raw}}^2]. \quad (4.5)$$

Ainsi, l'incertitude pour chaque élément de la matrice d'IPC est donnée par l'équation 4.5.

4.2. Méthode d'obtention du crosstalk pour le détecteur ALFA

Bien que la méthode SPR soit, de notre avis, la méthode la plus précise pour mesurer l'IPC des CIS par pixel, tous les détecteurs n'ont pas la possibilité de resetter une grille de pixels à une tension différente du reste des pixels. C'est le cas du détecteur ALFA. En revanche, il est possible de maintenir une grille de pixel sous reset permanent. Cette fonctionnalité est la base de la méthode de Finger [92] qui a été appliquée au détecteur ALFA. Comme pour les H2RGs, une matrice 3×3 a été utilisée pour modéliser l'IPC.

4.2.1. Principe de la méthode de Finger

Cette méthode consiste à effectuer deux types d'acquisitions : une acquisition classique en champ plat et une acquisition similaire, mais avec une grille de pixels maintenus sous reset permanent. Les pixels constamment resettés vont, à cause de l'IPC, influencer le champ électrique des pixels voisins et donc diminuer le signal mesuré par ces pixels. En soustrayant le flux des pixels mesurés avec et sans reset permanent, il est donc possible de mesurer le crosstalk. Cette méthode ne permet pas de mesurer l'IPC séparée de la diffusion puisque les acquisitions sont réalisées en champ plat et donc, la diffusion des charges photogénérées va avoir lieu. Néanmoins, nous utiliserons le même modèle de matrice h que pour l'IPC. Puisque les coefficients de h sont définis comme des ratios de signaux, il est ensuite nécessaire de normaliser cette différence par le flux mesuré lors d'une acquisition classique sans reset permanent. L'image obtenue est donc :

$$I_{IPC} = \frac{F_{\text{no-rst}}(ADU) - F_{\text{rst}}(ADU)}{F_{\text{no-rst}}(ADU)}, \tag{4.6}$$

avec $F_{\text{no-rst}}$ et F_{rst} les flux mesurés respectivement lors des acquisitions sans et avec reset permanent de la grille. Ensuite, comme pour la méthode SPR, pour obtenir la mesure de crosstalk par pixel, on extrait une fenêtre de la taille de la matrice h, ici 3×3, centrée sur le pixel reset. En revanche, contrairement à la méthode SPR, cette fenêtre ne nous donne pas directement la matrice h. En effet, la valeur de l'image I_{IPC} pour le pixel à droite du pixel reset ne correspond pas au signal provenant du pixel reset dû au crosstalk. Cette valeur correspond à la perte de signal du pixel à droite du pixel reset dû au crosstalk avec le pixel reset. Ainsi, si l'on reprend la matrice h définie dans l'équation 4.1, cette valeur correspond au coefficient α_4 pour le pixel à droite du pixel reset. Comme nous l'avons dit juste au-dessus, puisque les acquisitions utilisées dans cette méthode sont réalisées en champ plat, ce sont bien les flux et pas uniquement les signaux mesurés en ADU qui sont utilisés dans l'équation 4.6. Il est donc possible d'utiliser les différentes méthodes présentées dans la section 2.2 pour obtenir les flux. De même, la longueur des rampes utilisées pour mesurer le flux peut être modifiée pour améliorer la précision de la mesure. Notre adaptation de la méthode de Finger pour le détecteur ALFA est présentée sur la figure 4.9. Nous avons choisi d'utiliser des rampes de 15 frames afin de pouvoir répéter la

mesure un grand nombre de fois, 200 fois précisément pour chaque grille. L'incertitude sur la mesure d'IPC étant obtenue en utilisant l'incertitude statistique $\sigma/\sqrt{N}$, avec σ l'écart type des mesures et N le nombre de mesures, répéter 200 fois la mesure permet d'obtenir une grande précision sur celle-ci. Une étude du ratio signal sur bruit (SNR) de la mesure d'IPC en utilisant différentes méthodes d'estimation du flux a permis de déterminer qu'effectuer un ajustement linéaire sur la totalité de la rampe à partir de la deuxième frame permettait d'obtenir le meilleur SNR. Finalement, pour éviter de biaiser la mesure d'IPC à cause de pixels anormaux, nous avons choisi d'effectuer une coupure à 5σ sur les 200 valeurs de l'image I_{IPC} pour chaque pixel.

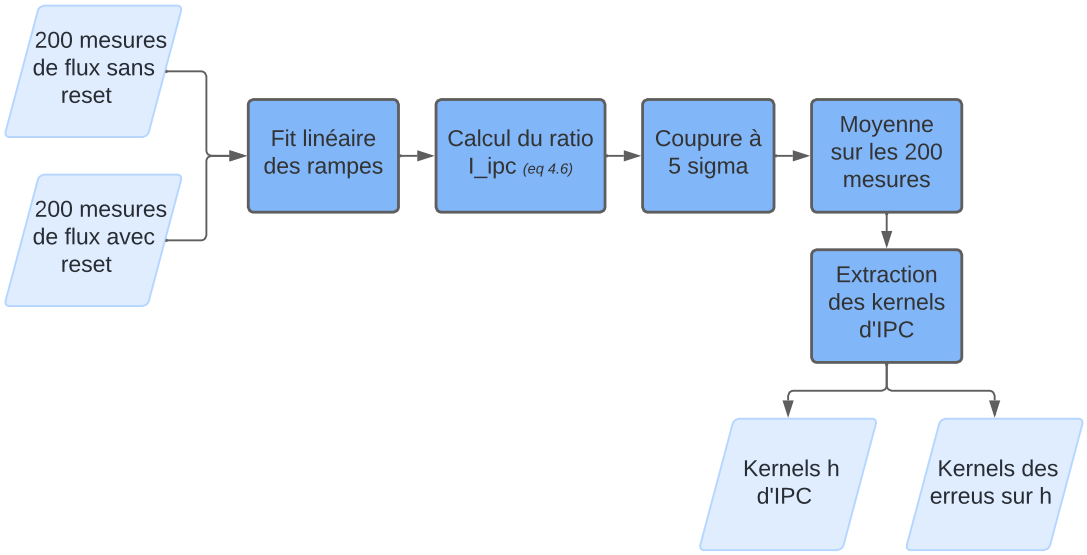


FIGURE 4.9. – Diagramme en boîte de la méthode de Finger adaptée au détecteur ALFA.

4.2.2. Soustraction d'un signal de fond

Comme pour la méthode SPR, il est essentiel de s'assurer de l'absence de bruits susceptibles de bruiter ou de biaiser la mesure de l'IPC avant d'appliquer intégralement la méthode décrite dans la figure 4.9. Pour cela, nous avons examiné l'image moyenne des 200 images de différence $F_{\text{no-rst}}(ADU) - F_{\text{rst}}(ADU)$ pour chaque grille de pixels. Un exemple de cette image moyenne pour la grille numéro 19 est présenté sur la figure 4.10.

Caractéristiques spatiales du signal de fond : L'une des premières caractéristiques de cette image est la présence de cercles de pixels avec une valeur de 0 ADU entourés de pixels avec une valeur plus élevée que le reste de la matrice. Ces cercles de pixels sont simplement des pixels morts dont le signal lu est toujours nul. Nous verrons pourquoi ces cercles sont entourés de pixels avec une valeur plus élevée dans la suite de cette section. Ensuite, on observe la présence d'une rayure dans le quart en bas à gauche de l'image

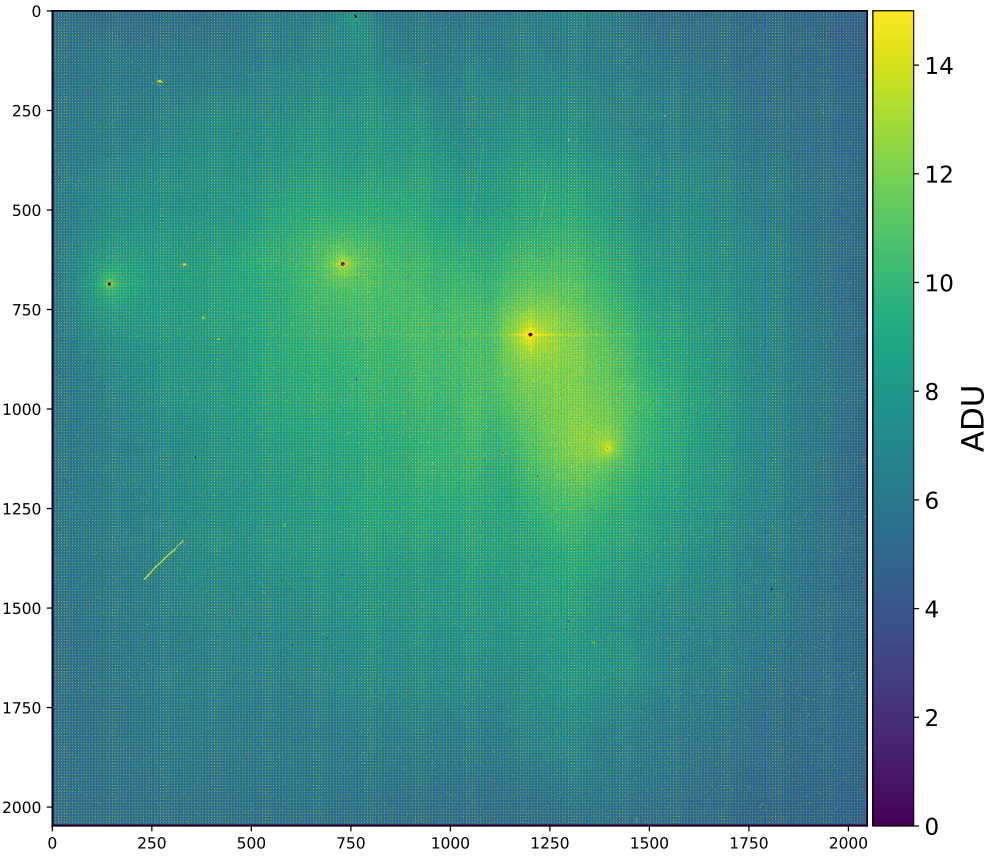


FIGURE 4.10. – Image de différence $F_{\text{no-rst}}(ADU) - F_{\text{rst}}(ADU)$ pour une mesure de la grille de pixels numéro 19.

qui présente une valeur de différence beaucoup plus élevée que le reste de l'image. Cette rayure est visible également sur des acquisitions en champ plat classique, mais à une intensité beaucoup plus faible. Pour comprendre son origine, nous avons affiché une image des flux $F_{\text{no-rst}}(ADU)$ sans reset permanent et $F_{\text{rst}}(ADU)$ avec reset permanent, en ADU.s^{-1}, pour la grille 19. Ici, les flux sont calculés par mesure CDS en utilisant la dernière et la 2ème frame de la rampe. Les images des flux sont présentées sur la figure 4.11. Comme on peut le voir, pour l'acquisition sans reset permanent (à gauche), cette rayure apparaît également, mais les pixels de cette rayure ne mesurent un flux que légèrement plus faible ($\sim 350\,$ADU.s^{-1}) que le reste de l'image ($\sim 450\,$ADU.s^{-1}). En revanche, pour l'acquisition avec reset permanent (à droite), les pixels de cette rayure mesurent un flux nul sur quasiment toute la longueur de la rayure. Notre hypothèse est donc que la rayure se trouve sur la surface de la couche sensible orientée vers le multiplexeur et que cette rayure crée un contact métallique entre tous les pixels de la rayure. Ainsi, lorsqu'un pixel de la rayure est maintenu en reset permanent, tous les pixels de la rayure sont également maintenus sous reset permanent. Ce problème rend impossible la mesure de l'IPC pour les pixels de la rayure, mais aussi pour ceux adjacents. Un moyen d'estimer l'IPC de ces pixels est de réaliser une interpolation des pixels autour de la rayure. Néanmoins, il est possible que cette rayure affecte l'IPC de ces pixels. Il faudrait donc le vérifier en utilisant une autre méthode de mesure de l'IPC tels que l'utilisation de rayons cosmiques ou de sources radioactives.

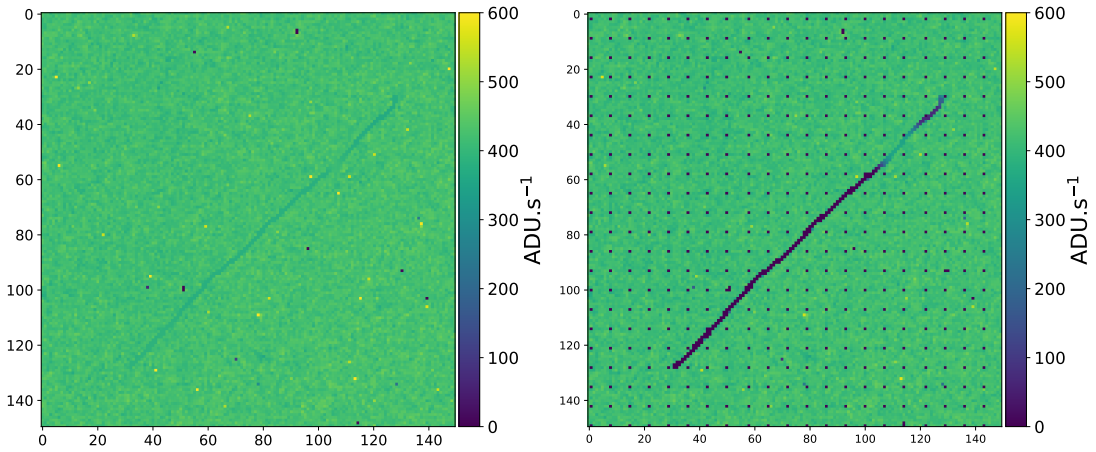


FIGURE 4.11. – Mesure CDS de $F_{\text{no-rst}}(ADU)$ à gauche et $F_{\text{rst}}(ADU)$ à droite zoomé sur la rayure.

Origine du signal de fond : En plus de cette rayure, on observe que les valeurs des pixels de l'image de différence sont très éloignées de 0, allant plutôt de 5 à 15 ADU. Or, pour les pixels n'étant pas affectés par l'IPC, on s'attend à ce que l'image

de différence soit centrée autour de 0 puisque le flux incident est le même pour les deux acquisitions. Pour comprendre l'origine de ces valeurs non nulles, nous avons examiné les rampes des acquisitions avec et sans reset permanent de la grille 19, pour les pixels n'étant pas affectés par l'IPC. Comme pour H2RG, nous définissons ces pixels comme ceux appartenant aux lignes étant éloignées d'au moins 2 pixels de ceux sous reset permanent. Sur la figure 4.12 sont tracées les médianes des rampes différentielles des pixels non affectés par l'IPC pour l'acquisition sans et avec reset permanent ainsi que leur différence. Une rampe différentielle correspond à la différence des valeurs des pixels entre la frame n et la frame $n+1$. Les barres d'erreur sont négligeables puisque les rampes différentielles médianes sont ensuite moyennées sur les 200 mesures pour améliorer la précision. On peut voir sur la figure que le flux différentiel de l'acquisition avec reset permanent ($\sim 464\,\mathrm{ADU.s^{-1}}$) est plus faible que celui de l'acquisition sans reset permanent ($\sim 469\,\mathrm{ADU.s^{-1}}$). De plus, la différence entre ces flux augmente au fur et à mesure de la rampe.

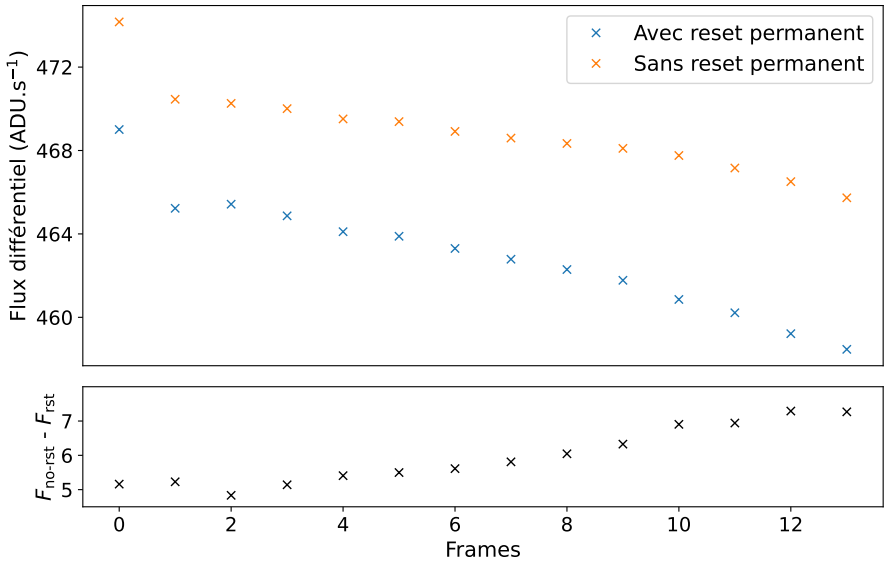


FIGURE 4.12. – Rampes différentielles médianes des pixels non affectés par l'IPC pour les acquisitions sans et avec reset permanent et leur différence. Les rampes différentielles médianes sont moyennées sur les 200 mesures.

Puisque c'est le flux de l'acquisition sans reset permanent qui est plus élevé, cette différence ne provient pas d'une émission de lumière par les transistors de reset utilisés pendant l'acquisition avec reset permanent. Notre hypothèse est donc que ce signal vient d'une fuite de courant du transistor de reset que l'on peut voir sur la figure 2.8. En effet, comme expliqué dans la section 2.1, les interrupteurs utilisés pour sélectionner les pixels à resetter sont des MOSFETs et donc, ils peuvent laisser passer un faible courant même lorsqu'ils sont en position ouverte. Lorsque aucun pixel ne doit être resetté, la source de courant de reset n'est pas connectée à ces interrupteurs et donc aucune fuite

n'est possible. En revanche, lorsque des pixels doivent être resettés, cette source est connectée aux interrupteurs et donc il est possible qu'un faible courant d'électrons passe à travers les interrupteurs pour aller jusqu'au côté du pixel connecté au transistor de sortie. Or dans le cas du détecteur ALFA, et du H2RG également, ce sont les trous qui sont collectés par la photodiode, et donc ce courant d'électrons va s'opposer au courant de trous généré par l'interaction des photons avec la photodiode et ainsi diminuer le flux mesuré. Nous pensons que la diminution de cette différence au cours de la rampe est due à l'augmentation de la charge intégrée. En effet, au cours de la rampe, cette charge intégrée augmente et donc, comme vu dans la section 2.1, la capacité de la photodiode également. Puisque cette capacité augmente, le changement de tension dû à la génération d'un certain nombre de trous est plus faible. Or la fuite de courant du transistor est elle constante et donc le ratio entre la différence de tension dû à la fuite de courant et le changement de tension dû à la photo-génération de trous augmente.

Correction du signal de fond : Afin d'effectuer une estimation correcte et non biaisée du kernel d'IPC h, il est nécessaire de corriger ce signal du fond provenant probablement d'une fuite des transistors de reset. Puisque, comme on le voit sur la figure 4.10, ce signal a de forte variations spatiales, nous avons choisi d'estimer le signal à corriger par pixel reset de la grille. Pour chaque pixel reset, le signal de fond est estimé par la médiane du signal des pixels en jaune sur la figure 4.13. Ces pixels sont ceux dont l'impact du pixel reset sur leur signal dû à l'IPC est négligeable. Nous utilisons une médiane afin d'éviter d'être biaisé par des pixels anormaux. Ainsi chaque pixel à moins de 4 pixels de celui resetté (dans le cadre noir sur la figure 4.13) est corrigé en soustrayant l'estimation du signal de fond pour ce pixel reset. Pour vérifier l'efficacité de cette correction, nous avons, comme pour H2RG, étudié son impact sur les pixels non affectés par l'IPC. Sur la figure 4.15 est présentée l'image de différence $F_{\text{no-rst}}(ADU) - F_{\text{rst}}(ADU)$ pour les pixels non affectés par l'IPC avant et après correction. La figure 4.14 présente l'histogramme de ces mêmes pixels. Sur la carte corrigée, on observe que les variations spatiales du fond ont été parfaitement corrigées et que la distribution des valeurs des pixels non affectés par l'IPC est centrée autour de 0. Ceci est confirmé par l'histogramme de la figure 4.14 qui montre que la moyenne des valeurs des pixels non affectés par l'IPC est passée de 6.5 ADU à -5.10^{-2} ADU et que l'écart type de ces valeurs est passé de 1.5 ADU à 0.4 ADU. Cette correction est donc très efficace et nous permet d'effectuer une mesure précise et non biaisée de l'IPC d'ALFA.

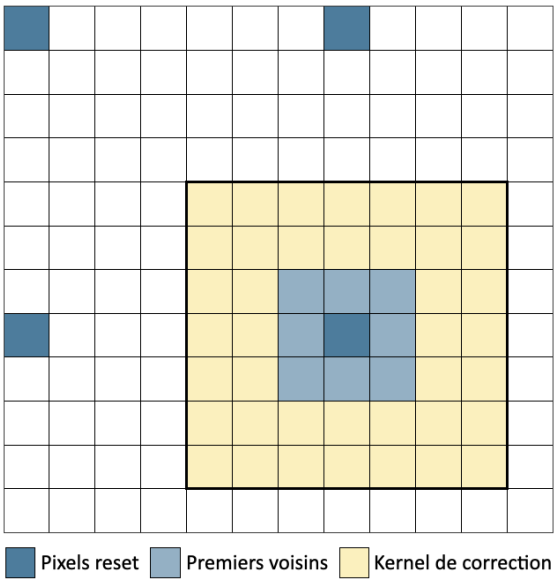


FIGURE 4.13. – Pixels utilisés pour effectuer la correction du fond.

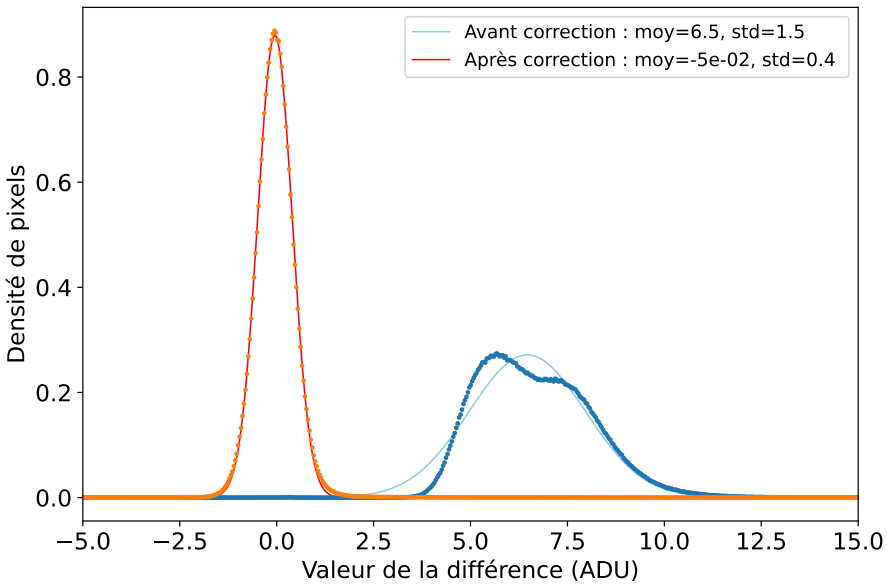


FIGURE 4.14. – Histogramme des pixels non affectés par l'IPC avant et après correction.

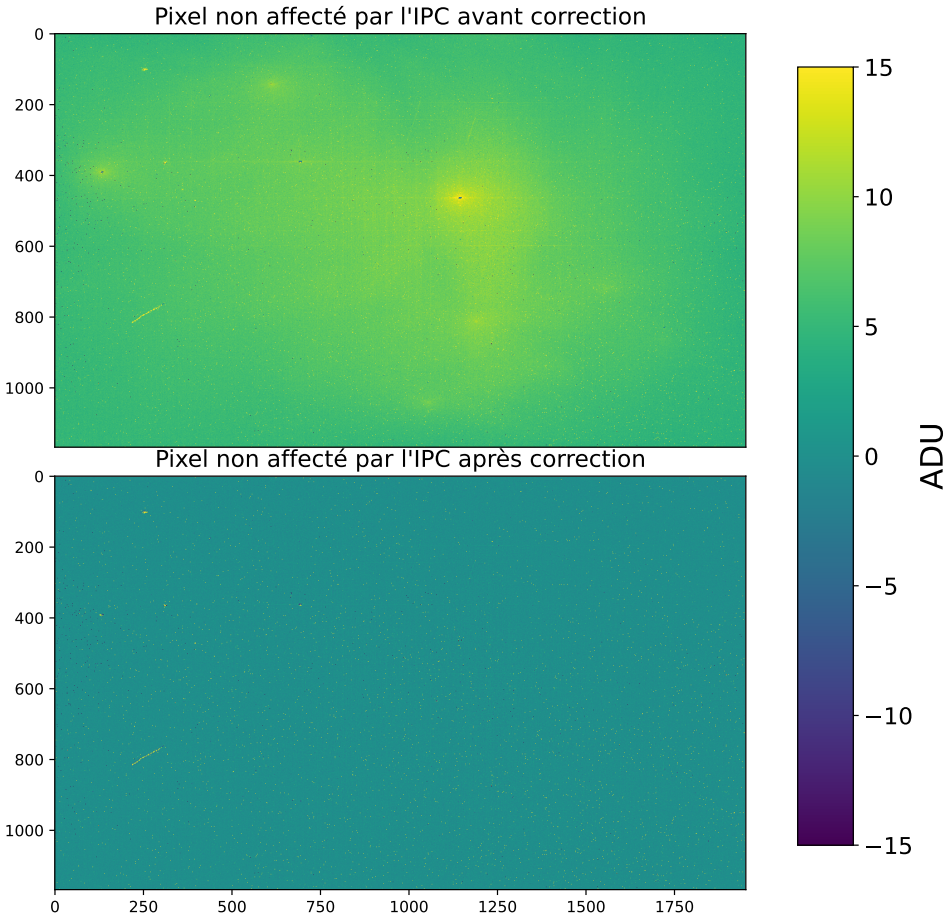


FIGURE 4.15. – Pixels non affectés par l'IPC avant (haut) et après (bas) correction.

4.3. Résultats et interprétations

Les deux sections précédentes nous ont permis de comprendre comment adapter des méthodes d'analyses déjà existantes pour mesurer l'IPC, aux spécificités des détecteurs ALFA et H2RG. Ces adaptations de la méthode SPR et de la méthode de Finger permettent d'obtenir des mesures précises et non biaisées de l'IPC des détecteurs H2RG d'Euclid et d'ALFA. Dans cette section, nous allons appliquer ces méthodes aux données acquises sur un détecteur H2RG de vol et sur le détecteur ALFA. Comme il a été expliqué dans les sections précédentes, les données utilisées pour mesurer l'IPC consistent en 2 acquisitions de type SPR à 3 tensions (375, 500 et 625 mV) pour chaque grille de pixels pour le détecteur H2RG et 200 champs plats à un flux d'environ 470 $\mathrm{ADU.s^{-1}}$ pour chaque grille pour le détecteur ALFA. Les mesures d'IPC par pixel obtenues pour les deux détecteurs sont présentées dans les sections qui suivent.

4.3.1. IPC médian sur le détecteur

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la valeur médiane de l'IPC sur les détecteurs. Pour le détecteur H2RG, nous allons présenter les résultats obtenus pour une tension de reset de 500 mV soit environ 37 $\mathrm{ke^{-}}$. Cette estimation est effectuée en utilisant le gain de conversion obtenu dans le chapitre 6. Les matrices d'IPC h médianes sont présentées sur la figure 4.16 à gauche pour le détecteur H2RG et à droite pour le détecteur ALFA. Les incertitudes sur ces mesures sont, pour le détecteur H2RG, 1.10^{-4} pour le coefficient central et 4.10^{-5} pour les coefficients α_i et pour le détecteur ALFA, 1.10^{-3} pour le coefficient central et 4.10^{-4} pour les coefficients α_i. Ces incertitudes sont les incertitudes médianes sur les matrices d'IPC et non les incertitudes sur la matrice médiane d'IPC. Les incertitudes sont inférieures d'un ordre de grandeur pour le détecteur H2RG par rapport à ALFA. En effet, l'utilisation de champs plats pour mesurer l'IPC sur ALFA limite la précision du fait du bruit de photons. Comme on peut le voir sur la figure 4.16, les valeurs d'IPC total (coefficient central) sont de 0.9713 ± 0.0001 pour le détecteur H2RG et 0.970 ± 0.001 pour ALFA. Ces valeurs sont très similaires malgré un espacement entre les pixels plus faible pour ALFA (15 μm) que pour le H2RG d'Euclid (18 μm). Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.2, l'IPC est dûe à la proximité des pixels et donc, un espacement plus faible des pixels augmente l'IPC, comme on peut le voir en comparant les détecteurs H2RG et H4RG de TELEDYNE [9]. Cela suggère que les stratégies de LYNRED pour minimiser l'IPC ont été efficaces.

Tout d'abord, si l'on regarde les coefficients de la croix (Nord, Sud, Est et Ouest), on remarque que pour le H2RG, les coefficients Nord et Sud sont un peu plus élevés que ceux Ouest et Est. Pour le détecteur ALFA en revanche, c'est l'inverse, les coefficients Ouest-Est sont bien plus élevés que ceux Nord-Sud. L'origine de ces différences n'est pas encore connue, mais fait l'objet d'une étude approfondie. Quoi qu'il en soit, en prenant en compte les incertitudes, tous les coefficients de la croix sont différents les uns des autres. Ainsi un modèle de matrice d'IPC tel que celui de Moore avec une seule valeur α pour les coefficients de la croix ne permettrait pas de bien modéliser

l'IPC. Ensuite, pour les coefficients diagonaux (NW, NE, SW, SE), on peut voir qu'ils sont tous très similaires pour H2RG avec une valeur environ 10 fois plus faible que les coefficients de la croix. Pour le détecteur ALFA, les coefficients Nord-Ouest et Sud-Est sont très similaires et environ 10 fois plus faibles que les coefficients de la croix. En revanche, les coefficients Nord-Est et Sud-Ouest sont environ 2 fois plus élevés que les autres coefficients diagonaux. L'origine de cette différence n'est pas claire et une étude approfondie serait nécessaire pour la comprendre. Néanmoins, pour les 2 détecteurs, les coefficients diagonaux ne sont pas compatibles avec une valeur nulle en prenant en compte les incertitudes. De plus, comme on le voit pour ALFA, leurs valeurs ne sont pas forcément identiques et c'est pourquoi nous pensons qu'une matrice d'IPC h avec des valeurs différentes pour tous les coefficients est nécessaire pour bien modéliser l'IPC.

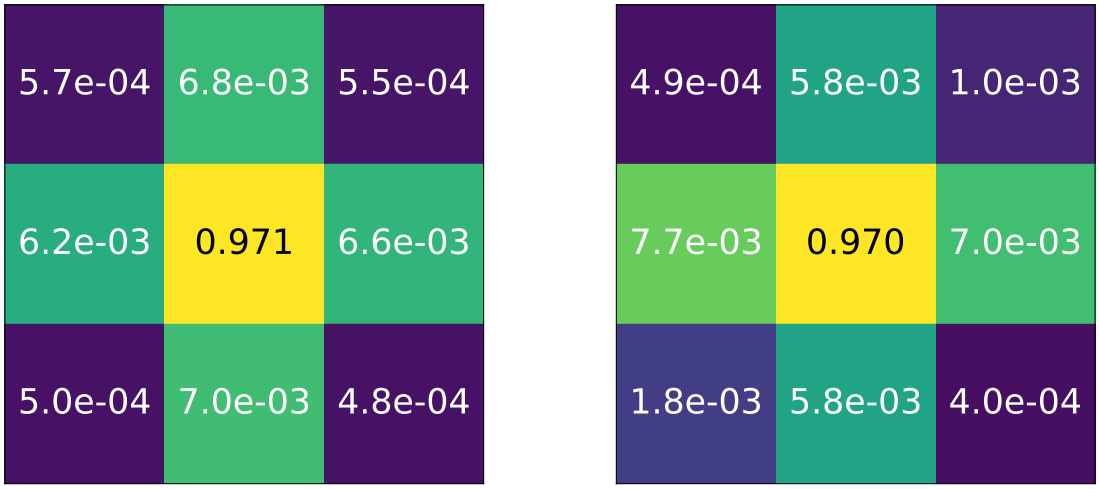


FIGURE 4.16. – Matrice d'IPC médiane pour le détecteur H2RG d'Euclid (gauche) et le détecteur ALFA (droite). Les incertitudes sont de 1.10^{-4} pour le coefficient central et 4.10^{-5} pour les coefficients α_i du détecteur H2RG et 1.10^{-3} pour le coefficient central et 4.10^{-4} pour les coefficients α_i du détecteur ALFA.

Puisque les acquisitions de type SPR ont été réalisées à différentes tensions pour le détecteur H2RG, il est possible d'étudier la variation de l'IPC avec la tension aux bornes de la photodiode. Les valeurs médianes de l'IPC centrale pour les 3 tensions de reset sont présentées dans le tableau 4.1. En utilisant l'équation 2.6 il est possible de faire correspondre la tension de reset utilisée à la charge intégrée simulée. Ces valeurs de charges intégrées équivalentes, obtenues en utilisant la valeur de la capacité des photodiodes estimées dans le chapitre 6, sont également présentées dans le tableau 4.1. D'après les valeurs du tableau, l'IPC du détecteur H2RG ne varie pas avec la charge intégrée, en tout cas entre 14 et 60 ke^-. Cette observation est en accord avec les résultats obtenus dans la littérature [84, 96] lors de la mesure de l'IPC de détecteurs H2RG. Pour le détecteur ALFA, une étude de la variation du crosstalk en fonction de la charge intégrée

est en cours. Celle-ci est effectuée en faisant varier le flux utilisé lors des acquisitions en champ plat utilisées pour mesurer le crosstalk. Malheureusement, les résultats ne sont pas encore disponibles. Toutefois, puisque la méthode de Finger ne permet pas de séparer l'IPC de la diffusion, si cette mesure révèle une variation avec le flux, il sera impossible de savoir si elle vient de l'IPC ou de la diffusion.

Vreset	**Charge intégrée équivalente** e^-	**IPC central h**$[1,1]$
375 mV	14 ke^-	0.9712 ± 0.0004
500 mV	37 ke^-	0.9713 ± 0.0001
625 mV	60 ke^-	0.9714 ± 0.0001

TABLEAU 4.1. – Valeur médiane de l'IPC centrale pour le détecteur H2RG d'Euclid à 3 tensions de reset différentes.

4.3.2. Variations spatiales de l'IPC

Le principal intérêt de l'utilisation de méthodes basées sur le reset d'une grille de pixels est la possibilité de mesurer l'IPC (ou le crosstalk) par pixel. Cette mesure par pixel permet donc d'étudier les variations spatiales de l'IPC sur les détecteurs. Les cartes des 9 coefficients de la matrice h par pixel pour les 2 détecteurs sont présentés dans l'annexe B. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur le coefficient central de la matrice h dont les variations spatiales sont très similaires à celles des autres coefficients. Sur les figures 4.17 et 4.18 sont présentées la carte ainsi que l'histogramme des valeurs de l'IPC total (coefficient central de la matrice h) respectivement pour H2RG et ALFA.

Si l'on observe la figure 4.17, on voit que deux zones de pixels sont très nettement distinctes sur la carte du coefficient central d'IPC. L'histogramme montre que la première zone située au centre du détecteur (en vert) a un IPC moyen de 0.987 ± 10^{-3} alors que la deuxième zone composée du reste des pixels présente un IPC moyen de 0.971 ± 10^{-3}. Grâce à une précédente étude, nous savons que la zone centrale correspond à une zone dans laquelle l'époxy, normalement présent entre la couche sensible et le multiplexeur, n'est pas présente. Ce phénomène, provenant du processus d'hybridation des détecteurs, a déjà été observé sur des détecteurs HxRG [107]. Dans cette zone, l'effet total de l'IPC $\sum_i^8 \alpha_i$ est 2.2 fois inférieur à celui du reste du détecteur (0.013 ± 10^{-3} contre 0.029 ± 10^{-3}). Cette différence, précédemment notée par Brown [108], est attribuée à la permittivité diélectrique de l'époxy, qui est environ quatre fois supérieure à celle de l'air. En effet, d'après plusieurs études [83, 82, 95], le couplage entre les champs électriques des photodiodes prend place uniquement dans la zone entre la couche sensible et le multiplexeur. En effet, la couche sensible étant conductrice, le couplage ne peut pas avoir lieu dans celle-ci. Or, si l'on prend le modèle du condensateur plan, la capacité de celui-ci est proportionnel à la permittivité diélectrique du milieu isolant entre les deux plaques. Puisque la permittivité diélectrique de l'époxy est plus élevée que celle de l'air,

la capacité de couplage entre les photodiodes est plus faible dans la zone vide d'époxy. Dans la suite, nous nommerons la zone vide d'époxy « void » et le reste du détecteur « époxy ». Pour le détecteur ALFA, en revanche aucune zone vide d'époxy ne semble être présente.

Si l'on exclut le void, l'IPC est bien plus uniforme pour H2RG, avec des variations d'environ $\pm 10\,\%$ à 2σ, qu'ALFA, avec des variations d'environ $\pm 40\,\%$ à 2σ. Ces variations spatiales peuvent provenir de différents facteurs tels que l'homogénéité de l'époxy, mais aussi l'homogénéité de l'espacement et de la taille des billes d'indium utilisées pour l'hybridation [95]. La technique d'hybridation utilisée pour le détecteur H2RG semble donc mieux maîtrisée (mise à part l'injection d'époxy). L'espacement plus faible entre les billes d'indium pour ALFA rend également l'hybridation plus délicate que pour H2RG. Cette différence d'homogénéité peut aussi venir de l'incertitude sur la mesure de l'IPC qui est plus élevée pour ALFA que pour le H2RG. Quoi qu'il en soit, ces variations spatiales de l'IPC prouvent la nécessité d'effectuer une mesure de l'IPC par pixel et non une mesure moyenne par détecteur pour éviter de biaiser cette mesure. Pour le détecteur ALFA, des bandes de 3 colonnes de pixels sans valeurs d'IPC peuvent être observées à la fin de chaque canal. En effet, le mode de lecture d'ALFA utilisé pour la mesure d'IPC ne permet pas la lecture de la première colonne de chaque canal. De plus, lorsque des pixels ne sont pas lus, ils sont maintenus sous reset permanent et donc les mesures de l'IPC des colonnes adjacentes sont biaisées et donc leur mesure est impossible. Pour régler ce problème, une interpolation des valeurs d'IPC des pixels adjacents sera effectuée. Pour le détecteur H2RG, on peut également voir des colonnes ayant un IPC plus fort que les autres. L'origine de ces colonnes sera étudiée dans la suite.

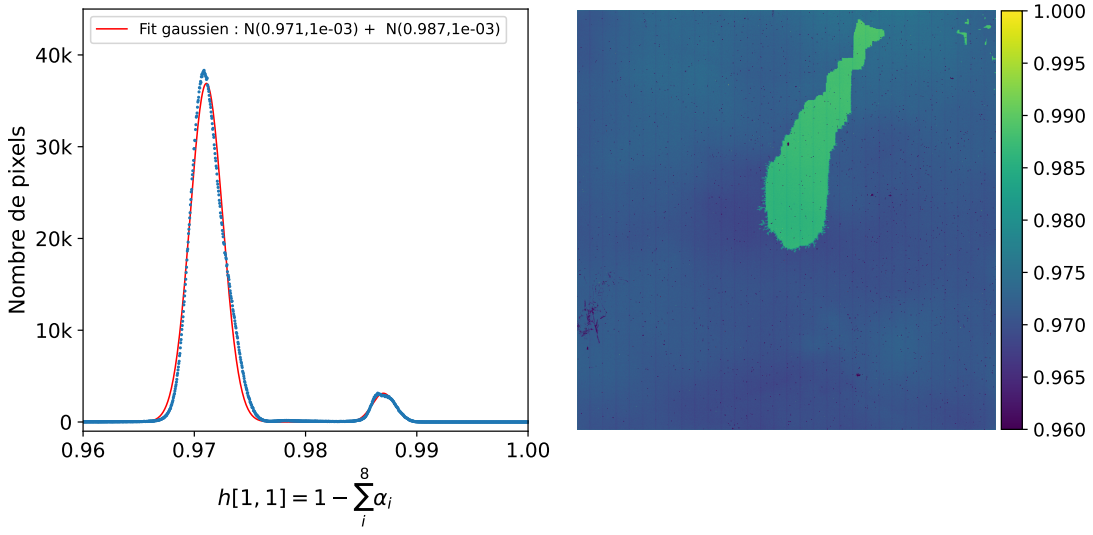


FIGURE 4.17. – Histogramme et carte du coefficient central de la matrice h d'IPC par pixel pour le détecteur H2RG d'Euclid.

De récentes études ont observé un gradient d'IPC vertical sur des détecteurs H4RG [109]

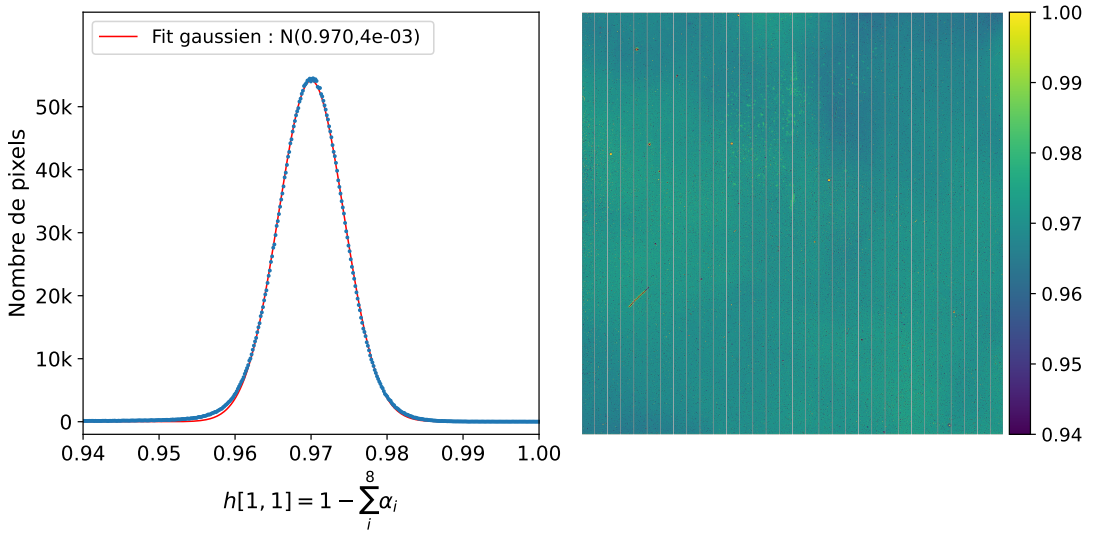


FIGURE 4.18. – Histogramme et carte du coefficient central de la matrice h d'IPC par pixel pour le détecteur ALFA.

ainsi que des variations horizontales périodiques. Pour vérifier la présence de ce gradient ou de ces variations sur nos détecteurs, nous avons étudié les variations horizontales et verticales de l'IPC. Précisément, nous avons décidé d'examiner les variations de la colonne médiane des colonnes entre la 250ème et la 750ème et de la ligne médiane des lignes entre la 1500ème et la 2000ème pour les deux détecteurs. Nous avons choisi ces colonnes et ces lignes pour utiliser des pixels en dehors de la zone de void. Les résultats de ces études sont présentés sur la figure 4.19 avec les variations horizontales à gauche et verticales à droite. Pour les deux détecteurs, aucun gradient d'IPC verticale n'est visible. Les fortes variations présentes pour les premières et les dernières lignes viennent de la proximité avec les pixels de références. Ces pixels ne possédant pas de photodiode active, l'IPC entre ces pixels et les pixels classiques est nulle. En regardant les variations horizontales, on n'observe ni gradient ni variations périodiques de la valeur de l'IPC pour le détecteur ALFA. Pour H2RG, aucun gradient n'est présent, en revanche, comme sur la figure 4.17, on remarque une valeur de l'IPC plus faible qui se répète pour chaque canal. Pour comprendre ces variations périodiques, nous avons tracé sur la figure 4.20 la ligne médiane uniquement pour le détecteur H2RG et nous avons zoomé sur les colonnes 750 à 970. Comme on peut le voir sur la figure, l'IPC des premières colonnes de chaque canal est plus élevée que les autres. Nous supposons que cette différence vient du temps d'établissement du courant de drain des transistors de lecture de la ligne. En effet, chaque pixel d'une ligne possède un transistor de lecture commun, ainsi lorsque l'on change de ligne, ce transistor est connecté au transistor de sortie du détecteur. Lors de la lecture des premiers pixels de la ligne, le transistor n'a pas eu le temps d'arriver dans son état stationnaire et nous pensons que c'est ce qui crée ces variations d'IPC.

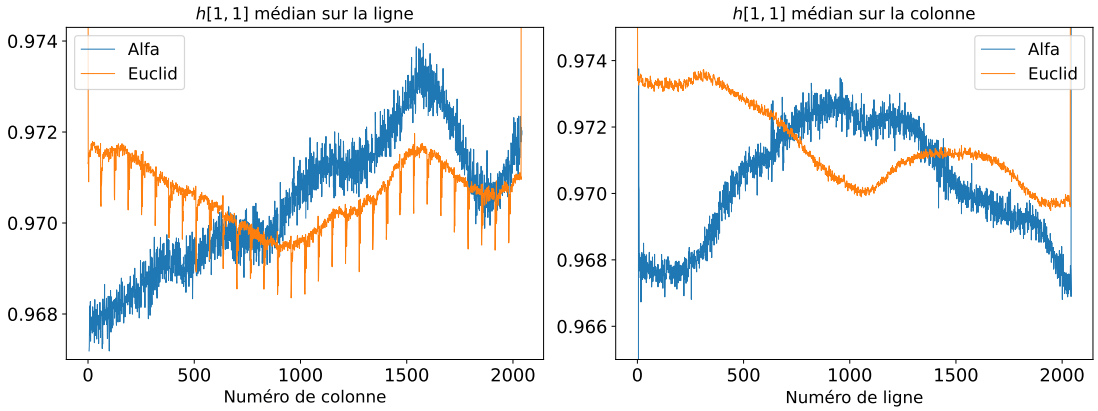


FIGURE 4.19. – Valeur médiane du coefficient central d'IPC pour les lignes comprises entre 1500 et 200 en fonction de la colonne (à gauche) et pour les colonnes comprises entre 250 et 750 en fonction de la ligne (à droite) pour le détecteur H2RG et ALFA.

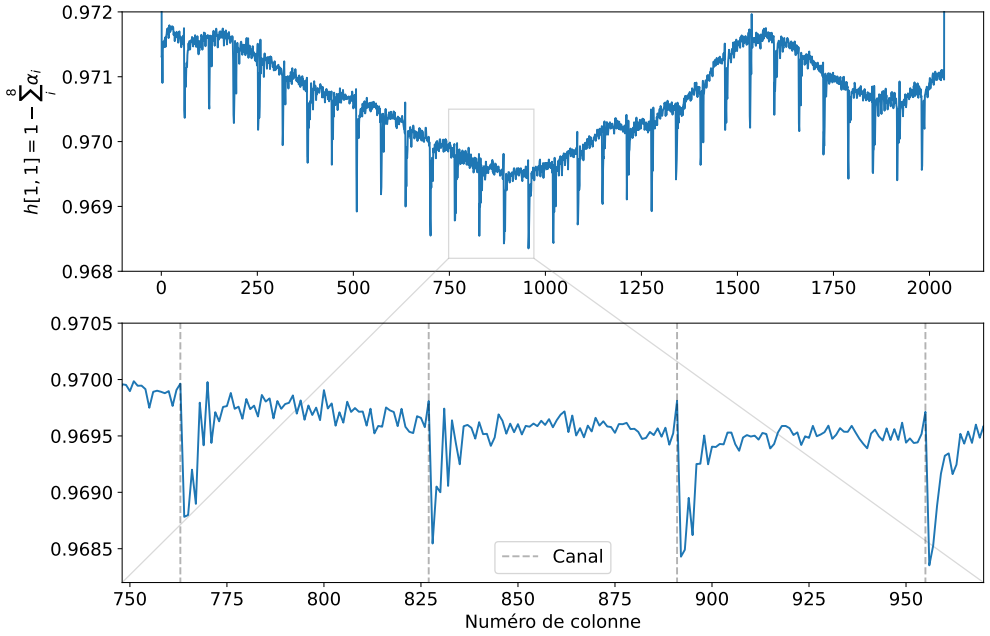


FIGURE 4.20. – Valeur médiane du coefficient central d'IPC pour les lignes comprises entre 1500 et 200 en fonction de la colonne pour le détecteur H2RG et zoom sur les colonnes comprises entre 750 et 970.

4.3.3. Améliorations possibles

Bien que l'adaptation de la méthode SPR et de celle de Finger nous ait permis de mesurer l'IPC (le crosstalk pour ALFA) par pixel, des détecteurs H2RG et ALFA, de nombreuses améliorations sont possibles. Tout d'abord, pour le détecteur ALFA, la matrice h mesurée est une matrice du crosstalk et non de l'IPC puisque la méthode de Finger se base sur l'utilisation d'acquisitions en champs plats. Or la modélisation dans la réponse pixel de l'IPC et de la diffusion sont séparées et donc, nous devrions mesurer l'IPC et la diffusion séparément. En effet, rien ne prouve que la modélisation du crosstalk proposée par Moore soit valable pour la diffusion. Une méthode potentielle serait de mesurer l'IPC d'un certain nombre de pixels en utilisant la méthode des pixels chauds. Puisque cette méthode utilise des acquisitions en obscurité, elle permet de mesurer uniquement l'IPC. En comparant la valeur mesurée par la méthode des pixels chauds avec celle obtenue par notre méthode, nous pourrions alors connaître la contribution de la diffusion au crosstalk. Même si cette méthode ne permet pas d'obtenir une valeur de la diffusion par pixels, elle permettrait une première décorrélation de l'IPC et de la diffusion.

Pour le détecteur H2RG, grâce à la méthode SPR, nous pourrions également mesurer la diffusion. En effet, en mesurant le crosstalk par la méthode de Finger et en le comparant à celui obtenu par SPR, il est possible de connaître la contribution de la diffusion au crosstalk et donc d'obtenir une estimation de l'impact de la diffusion. De plus, en effectuant des acquisitions de type SPR mais cette fois en champ plat et pas en obscurité, il serait également possible d'estimer le BFE. En effet, l'état électronique des pixels reset serait différent de celui des pixels adjacents et donc la diffusion due à la déformation des lignes de champs pourrait être mesurée. Néanmoins, ces mesures n'ont pas été réalisées durant la campagne de caractérisation de ces détecteurs.

4.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé la mesure de l'IPC et du crosstalk pour les détecteurs H2RG d'Euclid et pour le détecteur ALFA de la mission SVOM. En particulier, nous avons pu comprendre les défis de la caractérisation des CIS, qu'ils soient dus au fonctionnement des détecteurs ou à l'utilisation de méthodes d'analyse complexes devant être adaptées aux différents détecteurs.

Tout d'abord, nous avons présenté les deux méthodes utilisées pour mesurer l'IPC respectivement des H2RGs et d'ALFA : la méthode SPR et la méthode de Finger. Ces méthodes ont été adaptées pour tenir compte des spécificités techniques de chaque type de détecteur. Notamment, nous avons présenté quelles stratégies adopter pour corriger les signaux parasites qui pourraient biaiser les mesures d'IPC. Par exemple, pour le détecteur ALFA, nous avons montré que le signal de fond provenait d'une fuite des transistors de reset et que cette fuite pouvait être corrigée par une estimation du signal de fond autour de chaque pixel reset. Nous avons également présenté le calcul de l'incertitude sur la mesure de l'IPC par la méthode SPR.

Ensuite, nous avons appliqué ces méthodes aux données acquises sur les détecteurs H2RG et ALFA. Nous avons pu mesurer l'IPC par pixel pour les deux détecteurs et avons montré que l'IPC était très similaire pour les deux détecteurs. Il apparaît que l'IPC varie de manière significative à travers le plan des détecteurs, mettant en lumière la nécessité d'une mesure par pixel de l'IPC. Pour le détecteur H2RG, nous avons vu que l'absence d'époxy entre la couche sensible et le multiplexeur réduit l'IPC. Précisément, l'IPC de la zone vide d'époxy est 2,2 fois inférieure à celle du reste du détecteur, soulignant davantage le besoin d'une caractérisation de l'IPC par pixel. Enfin, nous avons montré que tous les coefficients de la matrice d'IPC h sont différents pour les deux détecteurs, ce qui démontre bien l'importance d'un modèle de matrice d'IPC avec des valeurs différentes pour chaque coefficient.

Dans les chapitres suivants, nous verrons comment ces mesures d'IPC peuvent être utilisées pour corriger l'effet de l'IPC sur le signal ainsi que sur la mesure du gain de conversion.

5. Correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain

Sommaire

5.1. Correction sur les données brutes . . . 115
5.1.1. Déconvolution naïve par pixel . . . 115
5.1.2. Validation de la méthode sur les H2RGs d'Euclid . . . 117
5.2. Correction sur le gain . . . 119
5.2.1. Nouvelle correction du biais créé par l'IPC sur la mesure du gain 119
5.2.2. Validation de la méthode . . . 121
5.2.2.1. Définition des données utilisées . . . 121
5.2.2.2. Méthodologie de validation . . . 122
5.2.2.3. Résultat de la validation . . . 123
5.3. Résultats et discussion . . . 123
5.3.1. Données utilisées . . . 123
5.3.2. Résultat de la correction de l'IPC sur la mesure du gain . . . 124
5.3.3. Discussion . . . 125
5.4. Conclusion . . . 128

Grâce à une modélisation précise de l'effet de l'IPC, à des moyens expérimentaux garantissant des acquisitions de qualité avec des paramètres stables, et à l'adaptation des méthodes de mesure du crosstalk se basant sur un reset par pixel, nous avons obtenu une mesure extrêmement précise du crosstalk de chaque pixel de nos détecteurs. Cette mesure permet donc de corriger l'impact de cet effet sur l'estimation du flux reçu par chaque pixel. Néanmoins, cette correction n'est en général pas utilisée, en effet, les missions préfèrent inclure l'effet du crosstalk dans la modélisation de la PSF de l'instrument [82]. Dans tous les cas, durant la caractérisation, la mesure de certains paramètres de la réponse pixel est effectuée à partir de rampes de signal brutes et donc si le crosstalk n'est pas corrigé, il peut biaiser ces mesures. C'est le cas, par exemple, de la mesure du gain par PTC spatiale. En effet, la mesure du gain par PTC spatiale est effectuée à partir de la variance spatiale du signal mesuré dans un superpixel P×P. Or cette variance est faussée à cause de la corrélation créée entre les pixels voisins par la propagation du signal due au crosstalk. Pour obtenir une mesure du gain non biaisée, il est donc nécessaire de corriger l'effet du crosstalk sur les données brutes.

La section 5.1 présente une nouvelle méthode de correction par pixel de l'effet de l'IPC sur les rampes de signal brutes. L'efficacité de la méthode est validée sur les H2RGs d'Euclid. Bien que cette nouvelle méthode permette d'obtenir des données complètement corrigées de l'IPC, nous verrons que le temps de calcul nécessaire à son application la rend difficile à inclure dans un pipeline de traitement des données. C'est pourquoi, nous proposons, dans la section 5.2, une méthode alternative de correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain par PTC spatiale. Cette méthode est ensuite validée en comparant le gain obtenu avec cette méthode et le gain obtenu en utilisant des données sans crosstalk produites par la méthode présentée en section 5.1. Finalement, les mesures de gain obtenues en appliquant la méthode de la section 5.2 à un détecteur H2RG d'Euclid et au détecteur ALFA seront présentées et des pistes d'amélioration de la méthode seront discutées.

5.1. Correction de l'effet de l'IPC sur les données brutes

L'IPC affecte le signal mesuré par chaque pixel d'un détecteur en fonction du signal mesuré par ses voisins. Ainsi, chaque frame de chaque rampe de signal est affectée par l'IPC. La mesure de plusieurs paramètres de la réponse pixel (dont le gain) étant basée sur l'analyse des rampes de signal, il est nécessaire de corriger l'effet de l'IPC sur ces rampes pour obtenir des mesures non biaisées.

5.1.1. Déconvolution naïve par pixel

La première correction de l'IPC a été proposée par McCullough et al. [110] et utilise la déconvolution dans l'espace de Fourier. L'IPC a été défini par l'équation 2.27 comme une convolution du signal réel par la matrice d'IPC h. McCullough définit la matrice g

telle que la convolution de h par g donne une fonction de Dirac 2D δ :

$$h * g = \delta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} . \tag{5.1}$$

Ainsi, comme montré dans l'équation 5.2, la convolution d'une frame mesurée S_m par g permet d'obtenir une frame S_r du signal qui aurait été mesuré si l'IPC n'avait pas été présent :

$$S_m * g = S_r * (h * g) = S_r * \delta = S_r . \tag{5.2}$$

Pour obtenir la matrice g, McCullough propose d'utiliser la transformée de Fourier inverse de la division de la transformée de Fourier de δ par la transformée de Fourier de h :

$$g = F^{-1}\left(\frac{F(\delta)}{F(h)}\right) . \tag{5.3}$$

Le calcul de g a été effectué en utilisant la transformée de Fourier rapide (FFT) du module python `numpy`. Nous avons vérifié au préalable que la transformée de Fourier ne s'annule pas afin de pouvoir utiliser l'équation 5.3. Ainsi, pour corriger l'effet de l'IPC sur une frame mesurée, il suffit de la convoluer par g. Le problème de cette méthode est qu'elle utilise une matrice d'IPC h moyenne par détecteur et que la correction ne s'effectue donc pas par pixel. Donlon et al. [111] ont développé un algorithme de découplage itératif qui fournit une correction IPC par pixel, mais le temps de calcul est beaucoup trop long compte tenu de la quantité de données à traiter.

Pour effectuer une correction de l'IPC par pixel, nous avons choisi d'adapter la méthode de McCullough. Puisque la mesure de l'IPC a permis d'obtenir une matrice h par pixel, au lieu de calculer une matrice g unique pour tout le détecteur, nous calculons une matrice g par pixel. Ensuite, pour chaque pixel (i,j), une fenêtre 5×5 pixels autour du pixel est extraite de la frame mesurée. Cette fenêtre est convoluée par la matrice g du pixel (i,j) puis la valeur résultante du pixel (i,j) est utilisée comme signal corrigé. L'équation 5.4 résume la méthode utilisée.

$$\begin{aligned} & S^r_{i,j} = S_{corr}[2,2] , \\ & \text{avec} \quad S_{corr} = \begin{bmatrix} S^m_{i-2,j-2} & S^m_{i-2,j-1} & S^m_{i-2,j} & S^m_{i-2,j+1} & S^m_{i-2,j+2} \\ S^m_{i-1,j-2} & S^m_{i-1,j-1} & S^m_{i-1,j} & S^m_{i-1,j+1} & S^m_{i-1,j+2} \\ S^m_{i,j-2} & S^m_{i,j-1} & S^m_{i,j} & S^m_{i,j+1} & S^m_{i,j+2} \\ S^m_{i+1,j-2} & S^m_{i+1,j-1} & S^m_{i+1,j} & S^m_{i+1,j+1} & S^m_{i+1,j+2} \\ S^m_{i+2,j-2} & S^m_{i+2,j-1} & S^m_{i+2,j} & S^m_{i+2,j+1} & S^m_{i+2,j+2} \end{bmatrix} * g_{i,j} , \end{aligned} \tag{5.4}$$

ici S_m est noté S^m et S_r est noté S^r pour faciliter la lecture. L'utilisation d'une fenêtre 5×5 permet de prendre en compte le couplage des pixels voisins du pixel reset avec leurs propres voisins. Néanmoins, puisque la matrice g est calculée en utilisant l'IPC du pixel central, l'effet IPC du pixel $[i, j+2]$ sur le pixel $[i, j+1]$ est supposé égal à

l'effet du pixel $[i, j+1]$ sur le pixel central. Les variations de l'IPC entre deux pixels voisins étant très faibles, cette approximation est acceptable. Cependant, dans les régions avec de fortes variations comme à la limite entre le void et l'époxy ou à proximité des lignes et des colonnes de pixels de référence, cette approximation n'est plus valable. Pour améliorer cette méthode, ces pixels devraient donc être traités différemment. Chacune des convolutions est effectuée en utilisant la FFT de la librairie `numpy`. Le nombre de convolutions à effectuer pour chaque frame étant très important (autant que le nombre de pixels), nous avons choisi de paralléliser le calcul sur 22 cœurs de processeurs. Les processeurs utilisés sont des processeurs Intel Xeon E5-2640 v3 à 2.60 GHz. Malgré ces optimisations, le temps de calcul nécessaire pour corriger l'IPC est environ équivalent au temps d'acquisition. Pour une rampe de 400 frames avec un temps entre chaque lecture de 1.41 secondes, il faudra donc environ 600 secondes pour corriger l'IPC.

5.1.2. Validation de la méthode sur les H2RGs d'Euclid

Afin de valider cette méthode, nous avons utilisé deux jeux de données SPR acquis dans les mêmes conditions durant la caractérisation des détecteurs H2RG d'Euclid. Ces données viennent d'un détecteur de vol qui a été choisi pour être suffisamment représentatif des 16 détecteurs de vol d'Euclid. Le premier jeu de données a été utilisé pour mesurer l'IPC avec la méthode décrite dans la section 4.1. La mesure de cet IPC a ensuite été utilisée pour calculer les matrices g par pixel qui ont permis d'effectuer la correction d'IPC sur le second jeu de données. Finalement, la méthode de mesure d'IPC de la section 4.1 a été appliquée sur les données corrigées pour vérifier l'efficacité de la correction. Sur la figure 5.1 sont présentés les résultats de cette mesure sous la forme d'une carte et d'un histogramme du coefficient central de la matrice h. Une correction idéale de l'IPC devrait donner une distribution gaussienne de la valeur du signal corrigé avec une moyenne de 1 puisque l'entièreté des charges intégrées par le pixel central doivent être détectées par ce pixel. En ajustant une loi normale au pic principal de l'histogramme, nous obtenons une valeur moyenne de 1.000 et un écart type de 7.10^{-4}, la correction est donc très efficace pour corriger l'IPC sur les données brutes. Un pic secondaire plus faible est visible à 0.992. Ce pic provient des pixels situés à la limite entre le void et l'époxy et à la limite avec les pixels de référence. En effet, l'approximation faite dans l'équation 5.4 n'est plus valable dans ces régions. Dans le futur, cette méthode devrait donc être améliorée pour prendre en compte ces régions. Toutefois, ces pixels ne représentent qu'une faible fraction de l'ensemble des pixels. En effet, moins de 1.5% des pixels sont en dehors de l'intervalle de confiance à 5σ de l'ajustement gaussien.

Afin de prouver la nécessité d'une mesure et d'une correction de l'IPC par pixel, nous avons comparé les résultats de la correction par pixel avec une correction globale de l'IPC effectuée en utilisant une seule matrice g moyennée sur tous les pixels du détecteur. Les résultats de cette correction sont présentés sur la figure 5.2. Sur cette figure, on peut voir 2 pics principaux, le premier situé autour de 1 et le deuxième autour de 1.015. Le signal des pixels de ce deuxième pic, qui sont situés dans le void, est clairement sur-corrigé puisque 101.5% des charges intégrées par ces pixels sont détectées par le pixel central. Cette

sur-correction crée donc un biais systématique de 1.5% sur la valeur du signal corrigé qui se propagera dans les mesures des autres paramètres de la réponse pixel. Même si l'on se concentre uniquement sur le pic principal, qui correspond aux pixels situés dans l'époxy, en plus de ne plus être gaussien, on peut voir que la largeur à mi-hauteur du pic est environ 2 fois plus grande que pour la correction par pixel. L'utilisation d'une valeur moyenne de l'IPC pour corriger les données brutes ne permet donc pas d'obtenir une correction non biaisée de l'IPC.

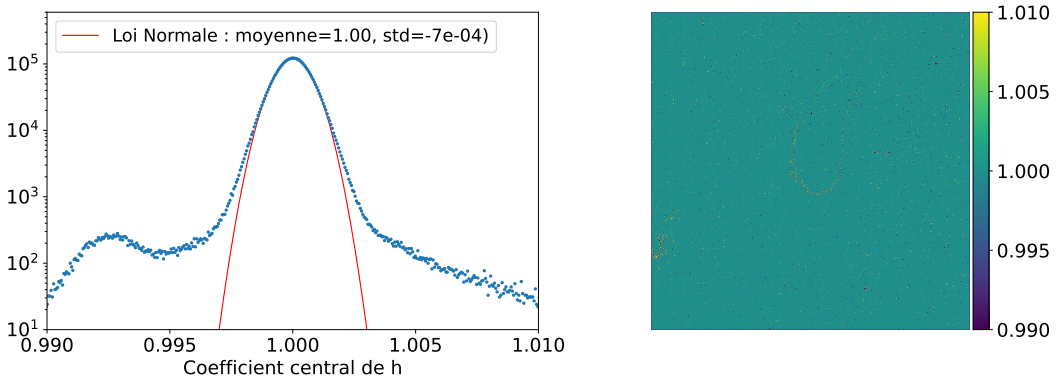


FIGURE 5.1. – Histogramme (à gauche) et carte (à droite) du pourcentage de signal détecté sur le pixel central après correction IPC par pixel. Une loi normale peut être ajustée au pic principal avec une valeur moyenne de 1.

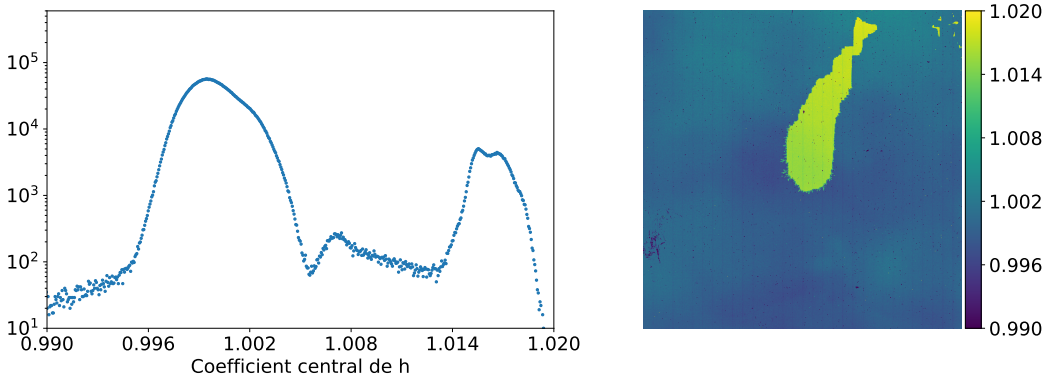


FIGURE 5.2. – Histogramme (à gauche) et carte (à droite) du pourcentage de signal détecté sur le pixel central après correction IPC utilisant un noyau IPC médian.

5.2. Correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain de conversion

Bien que la méthode décrite dans la section 5.1 soit très efficace pour corriger l'effet de l'IPC sur les données brutes, elle est difficilement applicable de manière systématique à cause du temps de calcul nécessaire. Dans le cas de la mesure du gain où de très nombreuses rampes de signal sont utilisées (plus de 600 pour le détecteur ALFA), le temps de calcul nécessaire pour corriger l'IPC est donc trop élevé. Comme expliqué dans le chapitre 3, les méthodes existantes pour corriger l'effet de l'IPC sur la mesure du gain en utilisant les corrélations spatiales du signal mesuré par les pixels ne sont pas satisfaisantes à cause de la présence d'autres corrélations spatiales ne venant pas de l'IPC. C'est pourquoi nous proposons dans cette section une méthode alternative de correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain par mean-variance spatiale utilisant uniquement un facteur de correction. Tout d'abord, le principe mathématique de cette méthode, basé sur la méthode de Moore [83] sera introduit. Ensuite cette méthode sera validée en l'appliquant au même détecteur H2RG d'Euclid que dans la section 5.1 puis en comparant les résultats avec ceux obtenus en utilisant les données brutes corrigées d'IPC par pixel.

5.2.1. Nouvelle correction du biais créé par l'IPC sur la mesure du gain

La méthode proposée pour corriger le biais créé par l'IPC sur la mesure du gain se base sur le formalisme introduit par Moore [104]. Dans la méthode mean-variance, la variance du signal est estimée par la variance spatiale, au sein d'un superpixel (i,j), de l'image de différence entre 2 frames identiques $D_{i,j}$, comme indiqué dans l'équation 3.8. En appliquant le théorème de Parseval à la densité spectrale de puissance contenue dans l'image $D_{i,j}$, Moore propose l'expression de l'autocorrélation spatiale de la réponse des pixels, estimée pour un décalage nul :

$$R_D(0,0) = 2\sigma_{S,\text{true}}^2 \bar{h}^2 . \tag{5.5}$$

Ici $\sigma_{S,\text{true}}^2$ est la vraie variance du signal en ADU et $\bar{h}^2$ le terme central de l'autocorrélation de la réponse impulsionnelle. Puisque la moyenne de l'image $D_{i,j}$ est nulle, l'autocorrélation est équivalente à l'autocovariance. Ainsi, l'estimateur de la variance utilisé dans la méthode mean-variance (équation 3.8) est égal à $R_D(0,0)/2$. Et on peut exprimer l'estimateur de la mean-variance σ_S^2 comme :

$$\sigma_S^2 = \sigma_{S,\text{true}}^2 \bar{h}^2 . \tag{5.6}$$

En généralisant le travail de Moore à notre définition de la matrice d'IPC h (équation 4.1), l'estimateur de variance devient :

$$\begin{aligned} &\sigma_S^2 = \sigma_{S,\text{true}}^2\, k\,, \\ &\text{avec } k = 1 - 2\sum_i \alpha_i + \left(\sum_i \alpha_i\right)^2 + \left(\sum_i \alpha_i^2\right)\,. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Ainsi l'impact de l'IPC sur l'estimateur de variance se manifeste par un coefficient multiplicateur k, dépendant uniquement de la matrice d'IPC. Une équation très similaire peut également être obtenue avec une matrice d'IPC de taille 5×5. En définissant h comme :

$$h = \begin{bmatrix} \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 & \beta_4 & \beta_5 \\ \beta_6 & \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 & \beta_7 \\ \beta_8 & \alpha_4 & 1 - \sum_{i=1}^{8} \alpha_i & \alpha_5 & \beta_9 \\ \beta_{10} & \alpha_6 & \alpha_7 & \alpha_8 & \beta_{11} \\ \beta_{12} & \beta_{13} & \beta_{14} & \beta_{15} & \beta_{16} \end{bmatrix}\,, \tag{5.8}$$

Le facteur k devient :

$$\begin{aligned} k &= \left(1 - \sum_i \alpha_i - \sum_j \beta_j\right)^2 + \sum_i \alpha_i^2 + \sum_j \beta_j^2 \\ &= 1 - 2\left(\sum_i \alpha_i + \sum_j \beta_j\right) + 2\sum_i \alpha_i \sum_j \beta_j + \left(\sum_i \alpha_i\right)^2 + \left(\sum_j \beta_j^2\right)^2 + \sum_i \alpha_i^2 + \sum_j \beta_j^2 \end{aligned}\,. \tag{5.9}$$

Puisque la somme des éléments de la matrice d'IPC est égale à 1, l'IPC conserve la charge totale détectée. Ainsi, l'IPC n'a aucune influence sur l'estimateur de la moyenne du signal dans la méthode mean-var. En intégrant la vraie variance de l'équation 5.7 dans l'équation 3.6 de la mean-variance, on peut donc obtenir une expression du gain de conversion non biaisé par l'IPC :

$$g_{\text{true}} = \hat{g}\, k\,, \tag{5.10}$$

où $\hat{g}$ est le gain biaisé par l'IPC. D'après l'équation 5.10, il est donc possible de corriger le biais créé par l'IPC sur la mesure du gain en utilisant uniquement un facteur de correction k. Bien sûr, la qualité de cette correction repose sur la précision de la mesure de l'IPC. Dans le cas d'un gain de conversion par superpixel, le coefficient k doit être calculé pour chaque superpixel, par exemple en utilisant la moyenne de l'IPC des pixels inclus dans le superpixel.

5.2.2. Validation de la méthode

Avant d'expliquer le processus de validation, il est important de définir quelles données vont être utilisées pour la mesure du gain de conversion.

5.2.2.1. Définition des données utilisées

Pour valider la méthode introduite ci-avant, nous utiliserons les données issues du même détecteur H2RG que pour la validation de la correction d'IPC sur les données brutes de la section 5.1. Toutes les données utilisées seront des acquisitions en champ plat. Afin de se placer dans les conditions les plus adaptées à la mesure du gain et d'éviter des biais venant de facteurs externes, différents critères de sélection ont été appliqués. Ces critères sont résumés dans le tableau 5.1. Premièrement, comme nous

Critère	Valeur
Température (K)	85, 90, et 100
Flux ($e^-s^{-1}px^{-1}$)	$16 - 1000$
Charge intégrée (e^-)	$< 70\%$ du FW
Persistance	Charge $> 10\,ke^-$ ou exclusion des 100 premières frames

TABLEAU 5.1. – Critères de sélection des données utilisées pour la mesure du gain de conversion du détecteur H2RG d'Euclid.

le verrons dans le chapitre 6, les variations de température du détecteur (entre 85 et 95 K) n'impactent pas la mesure du gain. Par conséquent, les acquisitions effectuées à différentes températures seront utilisées sans distinction. Afin de s'assurer que le bruit de photons soit suffisamment élevé pour effectuer une mesure précise du gain, nous utiliserons des acquisitions obtenues avec un flux incident compris entre 16 et $1000\,e^-s^{-1}$. Pour éviter les effets apparaissant à l'approche de la saturation du puits du pixel, nous avons décidé de limiter les flux intégrés à 70 % du FW du pixel. Ensuite, la correction de persistance étant très complexe à implémenter, nous avons choisi de limiter son impact en n'utilisant pas certaines frames des rampes. Pour les flux inférieurs à $200e^-.s^{-1}$, il a été observé [38] que, pour des rampes de 400 images, la persistance devient négligeable après les 100 premières frames. Ces 100 premières frames ont donc été exclues. Pour les flux supérieurs à $200e^-.s^{-1}$, nous avons observé que l'effet de la persistance devient négligeable lorsque la charge intégrée dépasse $10ke^-$. Par conséquent, pour ces rampes, les frames contenant un signal intégré moyen inférieur à $10ke^-$ont été exclues. Enfin, pour éviter que les mesures ne soient biaisées par des pixels aberrants, plusieurs masques ont été appliqués. Ces masques, qui sont détaillés ci-dessous, excluent moins de 3 % des pixels du détecteur. En voici la liste :

— Pixels déconnectés.
— Pixels avec un signal après reset trop élevé pour éviter de s'approcher de la saturation.

— Pixels fortement non linéaires, y compris ceux frappés par un rayon cosmique. Ces pixels sont définis comme ceux ayant un facteur de qualité, défini dans Kubik et al. (2016) [62], plus élevé que 10.
— Pixels dont la correction d'IPC sur les données brutes n'est pas satisfaisante. Ces pixels ont été définis dans la section 5.1.

Finalement, 376 paires de rampes remplissent ces critères et seront donc utilisées pour la mesure du gain de conversion.

5.2.2.2. Méthodologie de validation

Pour valider l'efficacité de la méthode proposée pour corriger le biais créé par l'IPC sur la mesure du gain, nous avons défini un protocole de validation qui est illustré sur la figure 5.1. L'objectif est de comparer les résultats issus d'une méthode de référence avec ceux issus de la nouvelle méthode. La nouvelle méthode est représentée dans la partie inférieure du diagramme, tandis que la méthode de référence, validée dans la section 5.1 est représentée dans la partie supérieure. La première étape (figure 5.1 - boîte 2), commune aux deux méthodes, consiste à mesurer les matrices d'IPC, h, de chaque pixel. Cette étape a été détaillée dans le chapitre 4.

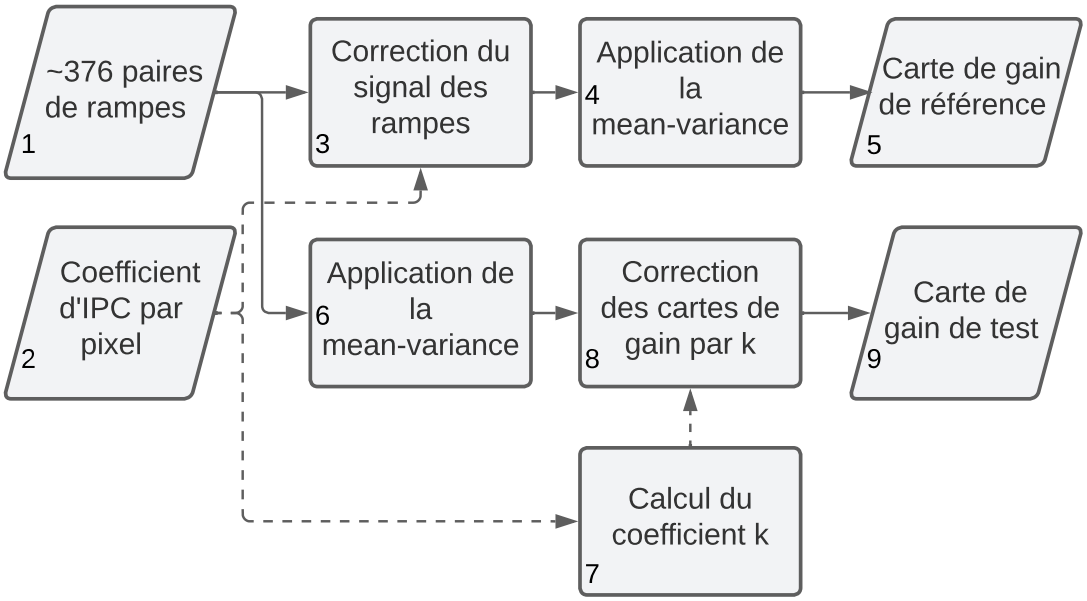


FIGURE 5.3. – Pipeline utilisé pour valider la méthode de correction du gain par le coefficient k.

Pour la méthode de référence (ligne du haut de la figure 5.1), ces matrices d'IPC sont utilisées pour corriger directement les données brutes des rampes remplissant les critères de sélection (boîte 3). Ensuite, la méthode de mean-variance spatiale définie dans la partie 3.2.4 est appliquée à ces rampes corrigées d'IPC (boîte 4) en utilisant des superpixels de taille 16×16. 376 cartes de gain par superpixels sont ainsi obtenues, elles

sont ensuite moyennées pour obtenir une carte de gain de référence (boîte 5). La nouvelle correction du biais de l'IPC sur les mesures de gain suit la deuxième ligne de la figure 5.1. Tout d'abord, la méthode de mean-variance est appliquée aux 376 paires de rampes, produisant donc 376 cartes de gain par superpixels (boîte 6). Ensuite, les matrices d'IPC mesurées préalablement sont utilisées pour calculer la valeur du coefficient correctif k, pour chaque superpixel (boîte 7). Ces coefficients sont ensuite utilisés pour corriger les cartes de gain par superpixels (boîte 8) qui sont ensuite moyennées pour obtenir la carte de gain de test (boîte 9).

5.2.2.3. Résultat de la validation

Pour évaluer l'efficacité de la nouvelle correction, la carte de test est comparée avec la carte de référence. Sur la figure 5.4 sont affichés à la fois la carte et l'histogramme de la différence en % entre la carte de test et celle de référence. En effectuant un ajustement du pic de l'histogramme par une loi normale, on trouve que la moyenne spatiale de la différence est inférieure à 1 ‰, ce qui est très largement inférieur à l'erreur sur le gain par superpixel estimée statistiquement ($\approx 1\,\%$). Par conséquent, les deux cartes peuvent être considérées comme équivalentes et donc la méthode de correction par le coefficient k est validée. Un deuxième pic bien plus faible est présent à environ 0.19%. Ce pic correspond aux superpixels situés à la frontière entre les pixels de référence et les pixels scientifiques. De même, une différence légèrement plus élevée est observée pour les superpixels à la frontière entre le void et l'époxy. Ces différences sont dues à l'approximation faite lors de la définition de la méthode de correction de l'IPC sur les données brutes, dans l'équation 5.4, qui n'est plus valable dans ces régions. Néanmoins, cette différence est plus faible que l'erreur sur la mesure du gain. De plus, ce biais ne provient pas de la nouvelle méthode, mais bien de celle utilisée pour produire la carte de référence. Par conséquent, cette nouvelle méthode de correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain par le coefficient correctif k est validée. Elle offre une solution très rapide (pratiquement instantanée avec la même configuration que dans la section 5.1), nécessitant uniquement la mesure préalable des matrices d'IPC par pixel.

5.3. Résultats et discussion

Maintenant que nous avons validé la méthode de correction du biais créé par l'IPC sur la mesure du gain, il est possible de l'appliquer aux détecteurs H2RG d'Euclid et à ALFA. Ce faisant, nous allons pouvoir étudier comment cette correction modifie les mesures du gain.

5.3.1. Données utilisées

La sélection des 376 paires de rampes utilisées pour le détecteur H2RG d'Euclid a été décrite dans la section 5.2. Pour le détecteur ALFA, des masques suivant les mêmes critères que pour le H2RG ont été appliqués. Pour la sélection des rampes, les critères

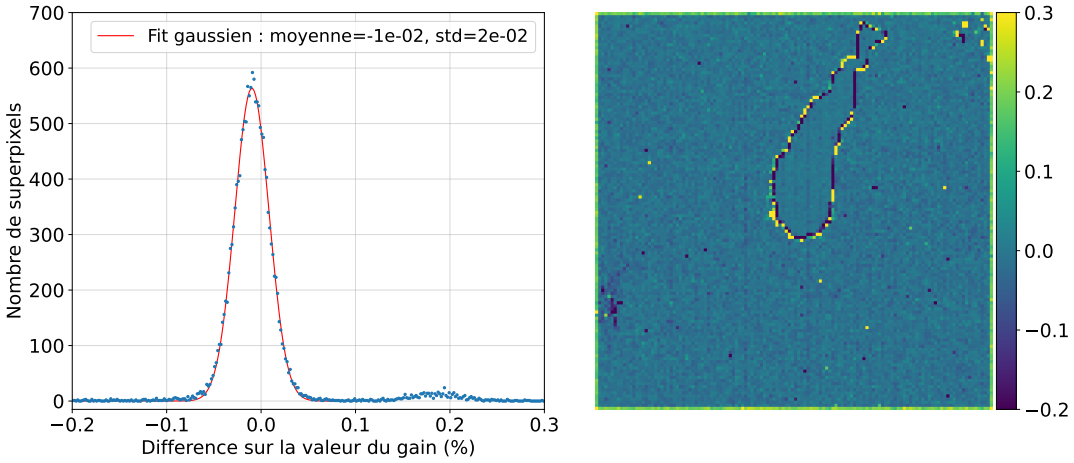


FIGURE 5.4. – Carte et histogramme de la différence (en %) entre la carte de gain de référence et la carte de gain de test.

choisis sont présentés dans le tableau 5.2. Ils sont très similaires à ceux utilisés pour le H2RG afin de pouvoir comparer les résultats de mesure du gain des 2 détecteurs. Nous utiliserons donc des rampes acquises aux températures de 95 et 100K indistinctement, avec un flux entre 200 et 1000$e^-.s^{-1}$, une charge intégrée supérieure à 10ke^- pour limiter la persistance, mais inférieure à 70% du FW pour ne pas s'approcher de la saturation. Nous avons choisi d'utiliser des flux supérieurs à 200$e^-.s^{-1}$ pour ALFA, car son bruit de lecture est bien plus élevé que celui du H2RG (environ 5 fois plus élevé). Ainsi, pour des flux inférieurs, le bruit de lecture devient trop élevé et la précision de la mesure diminue. Le nombre de paires de rampes remplissant les critères de sélection pour ALFA est de 637.

Critère	Valeur
Température (K)	95 et 100
Flux (e^-s^{-1})	$200 - 1000$
Charge intégrée (e^-)	$< 70\%$ du FW
Persistance	Charge intégrée $> 10\,ke^-$

TABLEAU 5.2. – Critères de sélection des données utilisées pour la mesure du gain de conversion du détecteur ALFA.

5.3.2. Résultat de la correction de l'IPC sur la mesure du gain

Afin de visualiser l'effet de la correction du biais créé par l'IPC sur la mesure du gain par mean-variance, nous avons comparé les cartes ainsi que les histogrammes du gain avant et après correction pour le H2RG et ALFA. Sur les figures 5.5 et 5.6 sont présentés les histogrammes et les cartes du gain de conversion respectivement avant et

après correction d'IPC pour le H2RG d'Euclid. Sur les figures 5.7 et 5.8 sont présentés les histogrammes et les cartes du gain de conversion avant et après correction d'IPC pour le détecteur ALFA. Tout d'abord, on peut voir que la différence moyenne entre le gain avant et après correction est de 5 % pour le H2RG et 5.9 % pour ALFA. Cette correction permet donc d'éviter un biais systématique de plus de 5 % sur la mesure du gain qui se serait donc propagé à l'estimation du flux reçu par le détecteur. Ensuite, si l'on se concentre sur le détecteur H2RG, on peut voir qu'avant la correction, 2 pics sont visibles sur l'histogramme. Le pic principal à $2.09\,e^-.ADU^{-1}$ correspond aux pixels situés dans l'époxy et le pic secondaire à $1.98\,e^-.ADU^{-1}$ correspond aux pixels situés dans le void. La différence entre ces superpixels, de 5.5 %, est nettement visible sur la carte de gain. Après correction, il n'y a plus qu'un seul pic visible sur l'histogramme. En revanche, sur la carte, on observe toujours une différence entre les gains des 2 zones. La valeur moyenne des superpixels situés dans l'époxy est de $1.97\,e^-.ADU^{-1}$ et de $1.91\,e^-.ADU^{-1}$ pour les superpixels situés dans le void soit une différence de 3.1 %. Ainsi, une partie de la différence entre les gains de ces 2 zones provenait de la différence d'IPC entre ces 2 zones et donc, elle a été corrigée par l'application du coefficient correctif k par pixel. Néanmoins, une différence non négligeable comparée à l'erreur sur le gain ($\sim 1\,\%$) est toujours présente. Cela signifie donc que le manque d'époxy entre la couche sensible et la bille d'indium modifie également la valeur du gain de conversion. Pour le détecteur ALFA, aucune zone d'époxy n'est visible avant ou après correction. Pour les deux détecteurs, il n'y a pas de différences significatives entre les variations spatiales du gain avant et après correction.

5.3.3. Discussion

Bien que la méthode, définie et validée dans la section 5.2, permette d'effectuer une correction rapide et efficace du biais créé par l'IPC sur la mesure du gain, elle repose entièrement sur la mesure préalable des matrices h d'IPC par pixel. Pour des CIS ne possédant pas la fonctionnalité de resetter une grille de pixels séparément du reste de la matrice, il est très complexe d'obtenir une mesure par pixel. Bien que la méthode reste applicable en calculant un coefficient de correction k moyen pour le détecteur, le gain corrigé sera biaisé par les variations spatiales de l'IPC qui ne seront pas prises en compte. De plus, comme il a été expliqué dans la section 3.2, certaines méthodes mesurent l'IPC et la diffusion sans distinction. Par exemple, les cartes de crosstalk d'ALFA ne permettent pas de distinguer l'IPC de la diffusion. Or le formalisme de Moore sur lequel est notre méthode, a été introduit pour l'IPC et non pour la diffusion. Il faudrait donc effectuer une étude approfondie pour vérifier que ce formalisme peut également s'appliquer à la diffusion.

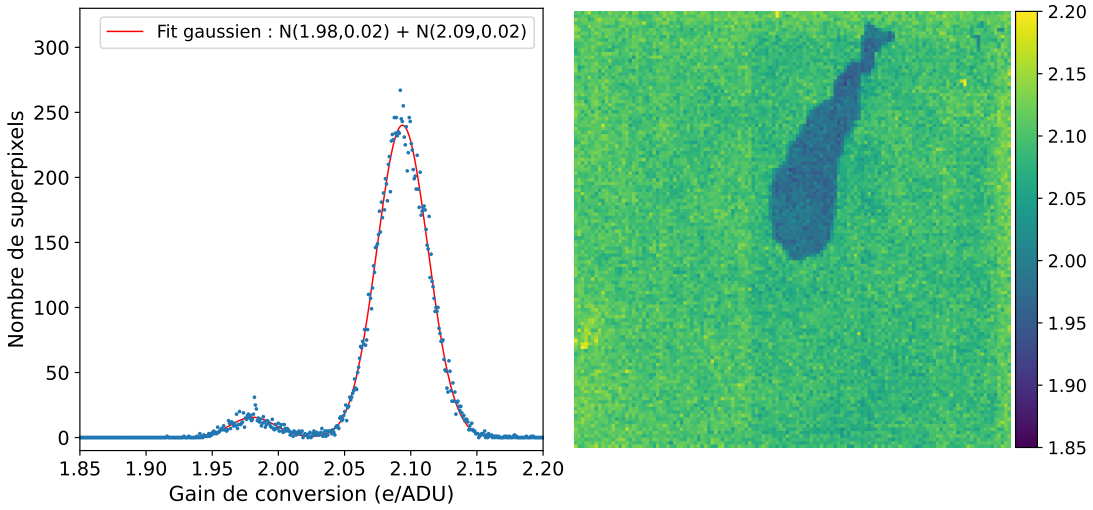


FIGURE 5.5. – Histogramme et carte du gain de conversion avant correction d'IPC du détecteur H2RG d'Euclid.

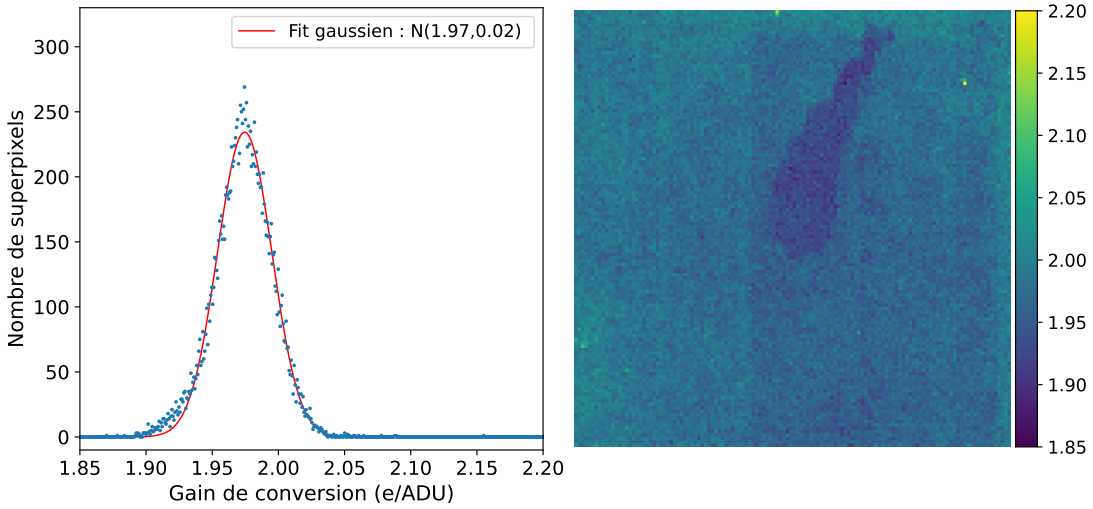


FIGURE 5.6. – Histogramme et carte du gain de conversion après correction d'IPC du détecteur H2RG d'Euclid.

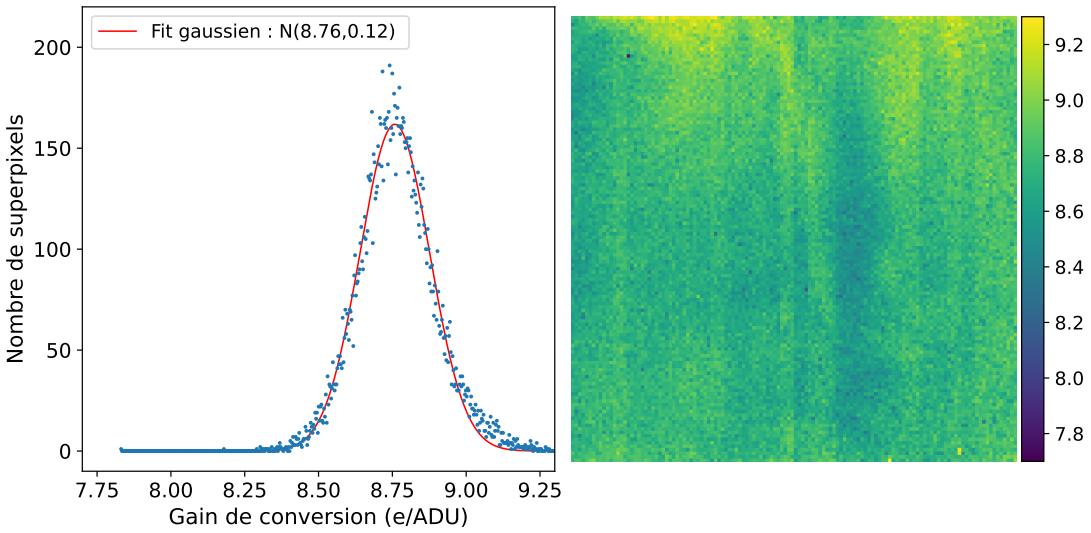


FIGURE 5.7. – Histogramme et carte du gain de conversion avant correction d'IPC du détecteur ALFA.

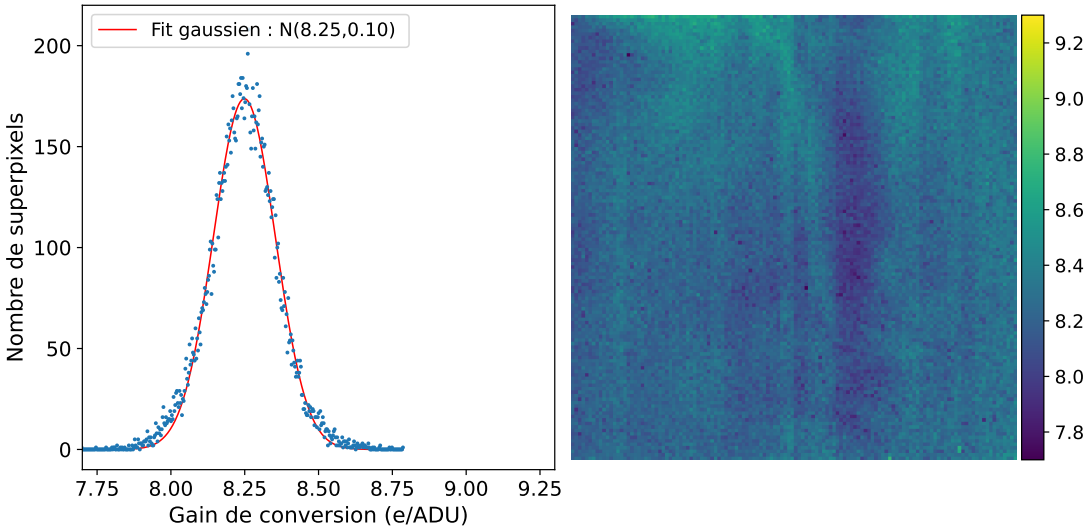


FIGURE 5.8. – Histogramme et carte du gain de conversion après correction d'IPC du détecteur ALFA.

5.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé la mesure des matrices d'IPC h présentées dans le chapitre 4 pour élaborer des méthodes de corrections de l'effet de l'IPC sur le signal. Nous avons commencé par décrire une approche innovante de correction par pixel de cet effet sur les rampes de signal brutes. Cette méthode s'appuie sur la convolution par pixel de l'image par une matrice de correction g. Ces matrices sont calculées, pour chaque pixel, en utilisant la FFT de la matrice d'IPC h. La méthode a ensuite été validée sur des données issues d'un détecteur de vol d'Euclid.

Ensuite, nous avons présenté une nouvelle méthode pour corriger spécifiquement l'impact de l'IPC sur la mesure du gain de conversion par la méthode de mean-variance. Cette méthode se fonde sur le formalisme introduit par Moore pour décrire l'IPC afin d'obtenir un facteur de correction k qui décrit l'impact de l'IPC sur l'estimateur de variance. Cette méthode a été validée sur les mêmes données du détecteur H2RG d'Euclid en utilisant une carte de gain de référence produite en appliquant la méthode de mean-variance sur des rampes corrigées d'IPC par pixel. Cette approche, plus légère en termes de temps calcul, ne nécessite donc que la mesure des matrices d'IPC par pixel pour corriger le biais créé par l'IPC sur la mesure du gain.

Les résultats obtenus après application de ces méthodes sur le détecteur H2RG d'Euclid et sur ALFA ont ensuite été présentés. Ces résultats ont montré que la correction de l'IPC sur la mesure du gain permet d'éviter un biais systématique de plus de 5 % sur la mesure du gain qui se serait propagé à l'estimation du flux lumineux reçu par le détecteur. La correction par pixel a également permis de montrer que le manque d'époxy entre la couche sensible et la bille d'indium modifie la valeur du gain de conversion. En effet, la correction par pixel ne corrige pas entièrement la différence de gain entre ces 2 zones.

Bien que ces nouvelles méthodes aient permis de corriger le biais créé par l'IPC sur la mesure de gain, l'IPC n'est pas le seul paramètre influençant cette mesure. Notamment, comme expliqué dans la section 3.2, l'impact de la non-linéarité de la réponse pixel sur la mesure du gain par mean-variance n'est pas bien pris en compte. Dans le prochain chapitre, une adaptation de la méthode mean-variance prenant en compte la non-linéarité de la réponse pixel sera présentée. Cette méthode sera validée sur les mêmes données du détecteur H2RG d'Euclid puis elle sera appliquée au détecteur H2RG et à ALFA. Les cartes de gain résultantes permettront non seulement de montrer le biais corrigé par la méthode, mais également d'effectuer une étude poussée des dépendances du gain aux paramètres externes.

6. Prise en compte de la NL de la réponse pixel pour une mesure non biaisée du gain de conversion

Sommaire

6.1. Mean-var non-linéaire 130
6.1.1. NL2 mean-variance 131
6.1.2. NL3 mean-variance 133
6.2. Validation des méthodes 134
6.2.1. Dépendance de la mesure de gain à la charge intégrée 134
6.2.2. Tests statistiques 136
6.3. Gain de conversion non biaisé d'ALFA et du H2RG d'Euclid 139
6.3.1. Effet de la prise en compte de la non-linéarité de la réponse pixel 139
6.3.2. Intérêt d'un gain par superpixel non biaisé 141
6.4. Dépendance du gain aux facteurs externes 144
6.4.1. Dépendance à la température 144
6.4.2. Dépendance à la longueur d'onde 148
6.5. Conclusion 150

La non-linéarité des pixels est un des défauts de la lecture du signal qui est incluse dans la modélisation de leur réponse. L'utilisation de polynômes pour modéliser la relation entre la charge intégrée par la photodiode et le signal lu en ADU permet en effet une correction efficace de l'effet de la non-linéarité sur l'estimation du flux en ADU.s^{-1}. Pourtant, cette non-linéarité n'est pas prise en compte dans la méthode classique de mesure du gain de conversion. Ce défaut de prise en compte peut, comme l'IPC, créer un biais systématique sur la mesure du gain qui se propagera ensuite dans l'estimation du flux, mais aussi des autres paramètres de la réponse pixel dépendant du gain.

Afin d'éviter ce biais sur la mesure du gain qui fausserait nos mesures, nous allons, dans ce chapitre, proposer de nouveaux modèles de mean-variance avancés qui intègrent la non-linéarité dans le calcul de l'équation de la variance en fonction de la moyenne. L'utilisation, comme pour la modélisation de la réponse pixel, de polynômes du second et du troisième ordre permettra de mieux décrire la courbe de mean-variance.

Ces nouvelles méthodes seront ensuite validées en utilisant les données de caractérisation des détecteurs H2RG et ALFA. Tout d'abord, l'étude de la dépendance à la charge intégrée du gain obtenu par les nouvelles méthodes et par la mean-variance classique permettra de vérifier si l'hypothèse d'un gain constant avec la charge est vérifiée. Ensuite, des tests statistiques permettront de déterminer si les nouvelles méthodes sont significativement meilleures que la mean-variance classique.

Ensuite, les nouvelles méthodes seront appliquées aux détecteurs H2RG et ALFA pour obtenir des cartes de gain non biaisées par superpixel. Ces cartes seront ensuite comparées aux cartes de gain obtenues par la mean-variance classique pour évaluer l'impact de la prise en compte de la non-linéarité de la réponse pixel sur la mesure du gain. Nous montrerons également comment ces nouvelles cartes de gain peuvent être utilisées pour améliorer la caractérisation des détecteurs.

Finalement, nous étudierons comment le gain de conversion est influencé par des facteurs externes tels que la température et la longueur d'onde. En comprenant ces dépendances, nous pourrons tout d'abord vérifier si le modèle de réponse pixel est correct, mais également vérifier la stabilité des performances sous diverses conditions opérationnelles.

6.1. Méthode mean-variance non-linéaire

Comme expliqué dans la section 3.2, la méthode mean-variance classique se base sur l'équation 3.4 qui relie linéairement la charge intégrée du pixel à son signal mesuré par le gain de conversion. Pourtant, dans la section 2.1, nous avons vu que de nombreux éléments de la chaîne de détection de chaque pixel introduisent des non-linéarités dans la réponse pixel. C'est d'ailleurs pour cela que de nombreuses missions utilisent une équation polynomiale (équation 2.23) pour relier le signal mesuré à la charge intégrée par le pixel. Ce manque de prise en compte de la non-linéarité de la réponse du pixel dans la mesure du gain peut fortement biaiser sa mesure. Pour illustrer comment cette non-linéarité affecte la mesure du gain, nous avons regroupé les rampes utilisées pour

calculer le gain du détecteur H2RG et d'ALFA, par charges intégrées en fin de rampes. La charge intégrée est estimée en utilisant un gain de conversion moyen de $1.91\,e^{-}ADU^{-1}$ pour H2RG et de $8.12\,e^{-}ADU^{-1}$ pour ALFA. Ces valeurs sont les valeurs obtenues à la fin de l'étude et qui seront présentées dans la section 6.3. Ensuite, nous avons appliqué la mean-variance classique à chaque groupe de rampes puis nous avons moyenné les résultats sur tout le détecteur. Les résultats de la mesure du gain en fonction de la charge intégrée pour les deux détecteurs sont présentés sur la figure 6.1. Les valeurs de gain qui seront présentées tout au long de ce chapitre sont corrigées de l'IPC en utilisant la méthode définie dans le chapitre 5.

Les barres d'erreur présentes sur la figure sont la somme de l'erreur statistique ($\sigma/\sqrt{N}$ avec N le nombre de mesures) et de l'erreur systématique. Le moyennage sur l'entièreté du détecteur permet d'obtenir une erreur statistique très faible par rapport à l'erreur systématique. Les principales sources pouvant contribuer à l'erreur systématique sont les différences dans les conditions d'acquisition des rampes utilisées. Premièrement, pour la température, il sera montré dans la section 6.4 qu'elle n'a aucun impact sur la mesure du gain et donc elle ne crée pas d'erreur systématique. En revanche, l'utilisation de différents flux pour mesurer un gain, au même signal intégré, a un réel impact sur le gain. Pour estimer cette erreur systématique, nous avons utilisé des parties de rampes à différents flux. L'objectif est d'utiliser un nombre de frames qui permet d'obtenir un signal intégré équivalent (au % près) pour construire la courbe de mean-variance. Ensuite, l'erreur systématique est estimée par l'écart-type des mesures du gain pour un signal intégré donné.

Comme on peut le voir dans la figure 6.1 le gain de conversion mesuré par mean-variance augmente avec le signal intégré. Précisément, le gain estimé augmente d'environ 0.9 % par $10\,ke^{-}$ pour le H2RG et d'environ 0.4 % par $10\,ke^{-}$ pour ALFA. Ainsi, en fonction du signal intégré auquel le gain est estimé, celui-ci va varier et donc cela va créer un biais sur sa mesure. Comme pour l'IPC, ce biais se propagera ensuite à l'estimation du flux reçu par le détecteur. Afin de corriger ce biais, nous proposons donc d'adapter la méthode mean-variance en basant le calcul de l'équation qui relie la moyenne à la variance sur l'équation 2.23 qui prend en compte la non-linéarité de la réponse pixel.

6.1.1. NL2 mean-variance

Dans un premier temps, nous allons utiliser un modèle de réponse pixel polynomial du second ordre tel que :

$$S = \frac{1}{g}(Q + \beta Q^2)\,, \tag{6.1}$$

avec β le coefficient non-linéaire du second ordre en e^{-1} et en conservant les notations introduites précédemment pour S, Q et g. En supposant que g, Q et β sont indépendants (ce qui signifie donc que g et β ne dépendent pas de Q), en ajoutant le bruit de lecture σ_R puis en appliquant la formule de propagation des erreurs, la variance σ_S^2 du signal

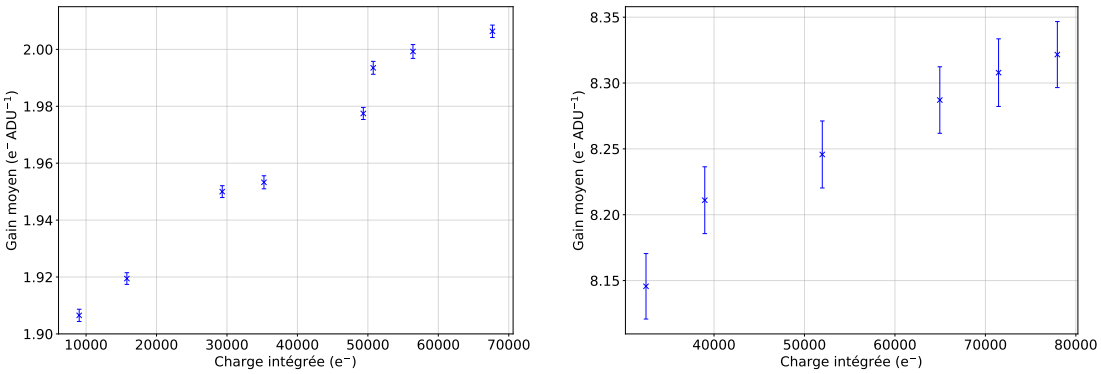


FIGURE 6.1. – Gain de conversion moyen sur tous les pixels des détecteurs H2RG (à gauche) et ALFA (à droite) mesuré à différentes charges intégrées par mean-variance classique.

s'exprime comme :

$$\sigma_S^2 = \left(\frac{\partial S}{\partial Q}\right)^2 (\sigma_Q^2) + \left(\frac{\partial S}{\partial g}\right)^2 (\sigma_g^2) + \left(\frac{\partial S}{\partial \beta}\right)^2 \left(\sigma_\beta^2\right) + \sigma_R^2 \,. \tag{6.2}$$

En faisant l'hypothèse que, pour un pixel, les variances de g et β sont négligeables et sachant que la charge accumulée Q suit une distribution de Poisson, on peut écrire

$$\sigma_S^2 = \frac{1}{g}\left(1+2\beta\bar{Q}\right)^2 \bar{Q} + \sigma_R^2 \,. \tag{6.3}$$

Ici, la barre supérieure indique les valeurs moyennes. Ensuite, en prenant en compte que le carré de l'équation 6.1 est :

$$S^2 = \frac{1}{g^2}\left(\bar{Q}+\beta\bar{Q}^2\right)^2 = \frac{\bar{Q}^2}{g^2}\left(1+\beta\bar{Q}+\beta^2\bar{Q}^2\right) \,, \tag{6.4}$$

on peut réarranger les termes de l'équation 6.3 pour obtenir :

$$\begin{aligned}\sigma_S^2 = {} & \frac{1}{g^2}(\bar{Q}+\beta\bar{Q}^2) + \frac{3\beta}{g^2}\bar{Q}^2(1+\beta\bar{Q}+\beta^2\bar{Q}^2) \\ & + \frac{\beta^2}{g^2}\bar{Q}^2(\bar{Q}-3\beta\bar{Q}^2) + \sigma_R^2 \,.\end{aligned} \tag{6.5}$$

Ainsi en combinant l'équation 6.3 et l'équation 6.5, on obtient :

$$\sigma_S^2 = \frac{1}{g}\bar{S} + 3\beta\bar{S}^2 + \frac{\beta^2}{g^2}\bar{Q}^2(\bar{Q}-3\beta\bar{Q}^2) + \sigma_R^2 \,. \tag{6.6}$$

Comme mentionné dans la section 2.2, plusieurs missions utilisent implicitement l'équation 6.1 en effectuant un ajustement polynomial sur les rampes pour corriger l'impact de la non-linéarité sur les mesures de flux. Cette méthode permet également une estimation de β grâce au coefficient de second ordre du polynôme. Selon des estimations récentes par l'équipe de caractérisation Euclid, β est de l'ordre de $-5 \times 10^{-7}\,\mathrm{e}^{-1}$ [112]. Des estimations similaires ont été obtenues par Plazas [66] et Hirata [67] durant leurs études. En utilisant cette valeur de β et en se limitant à une charge intégrée inférieure à $70\,\mathrm{ke}^{-}$(comme indiqué dans le chapitre 5, le rapport entre le deuxième terme et le troisième terme de l'équation 6.6 est toujours supérieur à 80. Par conséquent, on peut négliger le troisième terme de l'équation 6.6. Ainsi, cette équation se simplifie en :

$$\sigma_S^2 \approx \frac{1}{g}\bar{S} + 3\beta\bar{S}^2 + \sigma_R^2 \,. \tag{6.7}$$

L'équation (6.7) est la base de la nouvelle méthode que l'on nommera NL2 mean-variance. Elle remplace l'équation 3.6 utilisée dans la version classique de la méthode. Pour mesurer le gain de conversion en utilisant la NL2 mean-variance, il faut donc :

- Tracer une courbe de la variance en fonction de la moyenne du signal pour un pixel ou un superpixel.
- Ajuster cette courbe avec un polynôme du second ordre.
- Utiliser le coefficient du premier ordre comme estimateur du gain de conversion.

Le coefficient de non-linéarité β peut également être obtenu à partir du coefficient du second ordre du polynôme ajusté.

6.1.2. NL3 mean-variance

Il est possible d'effectuer le même calcul en utilisant un polynôme du troisième ordre tel que celui donné dans l'équation 6.8 pour modéliser la réponse du pixel.

$$S = \frac{1}{g}(Q + \beta Q^2 + \gamma Q^3) \,, \tag{6.8}$$

avec γ le coefficient non-linéaire du troisième ordre en e^{-2}. En utilisant les mêmes hypothèses que précédemment, la variance du signal peut être écrite comme :

$$\sigma_S^2 \approx \frac{1}{g}\bar{S} + 3\beta\bar{S}^2 + g\left(5\gamma - 2\beta^2\right)\bar{S}^3 + \sigma_R^2 \,. \tag{6.9}$$

Comme pour la version du second ordre, ajuster la courbe de mean-variance avec un polynôme du troisième ordre permet de déterminer le gain à partir du coefficient du premier ordre. Cette approche sera désignée comme la NL3 mean-variance. Afin de vérifier l'efficacité de ces 2 méthodes et de définir laquelle est la mieux adaptée pour mesurer le gain de conversion, nous allons les comparer à la méthode classique en les appliquant au détecteur H2RG de Euclid et à ALFA.

6.2. Validation des méthodes

Pour évaluer l'efficacité des nouvelles méthodes NL2 et NL3 mean-variance et les comparer à la mean-variance classique, deux stratégies ont été mises en œuvre. Lors de l'application de ces méthodes, nous avons choisi d'ajuster les courbes de mean-variance en utilisant des polynômes orthogonaux. Tout d'abord, puisque les trois méthodes supposent un gain constant par rapport à la charge intégrée, la dépendance du gain mesuré par ces méthodes à cette charge doit être étudiée. Cette étude permettra de déterminer si les nouvelles méthodes sont compatibles avec l'hypothèse d'un gain constant. Deuxièmement, des tests statistiques permettront de déterminer si les courbes de mean-variance sont significativement mieux ajustées par les nouvelles équations.

6.2.1. Dépendance de la mesure de gain à la charge intégrée

Pour vérifier la dépendance à la charge intégrée du gain mesuré avec les trois méthodes, nous avons appliqué ces méthodes aux différents groupes de rampes comme décrit dans la section 6.1. Les résultats de la mesure du gain en fonction de la charge intégrée sont présentés sur la figure 6.2 pour le H2RG d'Euclid et sur la figure 6.3 pour ALFA. En plus des valeurs de gains mesurées, pour chaque méthode, une régression linéaire et son intervalle de confiance à 1-sigma ont été tracées. Comme vu précédemment dans la figure 6.1, on voit sur les figures 6.2 et 6.3 avec les points en bleu, que le gain mesuré augmente clairement avec la charge intégrée, ce qui est incompatible avec l'hypothèse d'un gain indépendant de celle-ci.

Pour la NL2 mean-variance (tracée en rouge), on peut observer que le gain du H2RG d'Euclid reste cohérent avec une valeur constante pour des charges intégrées inférieures à $50\,\mathrm{ke}^-$, mais augmente pour des charges plus élevées. En revanche, le gain d'ALFA reste constant, aux incertitudes près, pour toutes les charges intégrées. En utilisant l'équation 6.7, la méthode NL2 mean-variance permet une estimation du coefficient β qui est de $(-4.2 \pm 0.1) \times 10^{-7}\,\mathrm{e}^{-1}$ et $(-1.3 \pm 0.3) \times 10^{-7}\,\mathrm{e}^{-1}$ respectivement pour les détecteurs H2RG et ALFA.

Pour la NL3 mean-variance (tracée en vert), le gain du H2RG reste constant, aux incertitudes près, à toutes les charges intégrées, tandis que le gain d'ALFA augmente avec la charge. Les coefficients β estimés pour H2RG et ALFA sont $(-5.6 \pm 0.6) \times 10^{-7}\,\mathrm{e}^{-1}$ et $(-2 \pm 6) \times 10^{-8}\,\mathrm{e}^{-1}$ respectivement.

Puisque le modèle de non-linéarité de la réponse pixel est également utilisé implicitement par les missions pour corriger l'impact de la non-linéarité sur les mesures de flux, lors de la caractérisation des détecteurs, la mesure de la non-linéarité permet également une mesure des coefficients β. Ainsi, il est possible de comparer ces coefficients obtenus lors de la caractérisation avec ceux obtenus à partir des méthodes de NL2 et NL3 mean-variance. Les coefficients β dérivés de la caractérisation de la non-linéarité des rampes sont d'environ $-5 \times 10^{-7}\,\mathrm{e}^{-1}$ pour H2RG et d'environ $-4 \times 10^{-7}\,\mathrm{e}^{-1}$ pour ALFA. Ces valeurs sont comparables à celles obtenues à partir des méthodes NL2 et NL3 mean-variance pour H2RG et à celle provenant de la NL2 mean-variance pour ALFA.

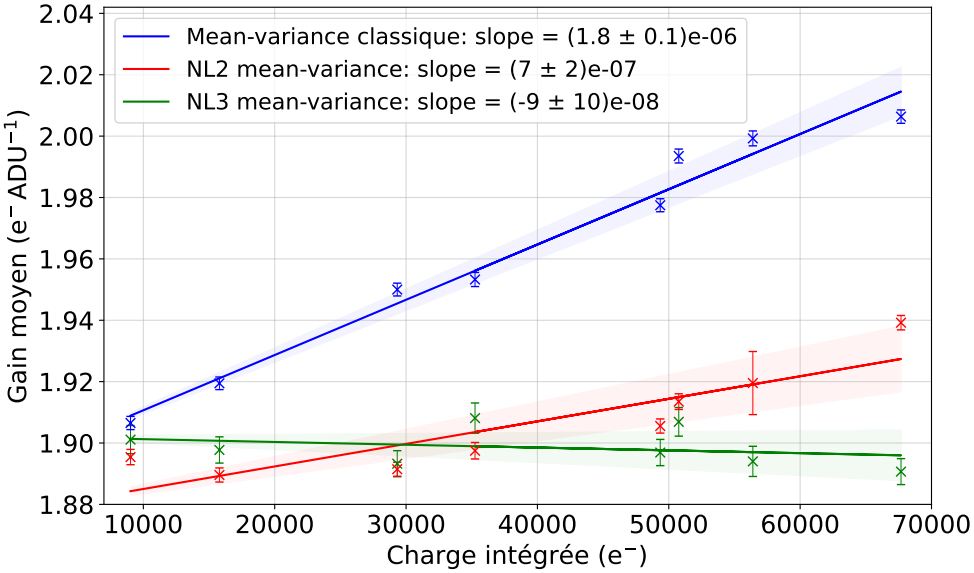


FIGURE 6.2. – Gain de conversion, obtenu par les trois méthodes mean-variance (classique, NL2 et NL3), moyenné sur tous les superpixels du H2RG d'Euclid en fonction de la charge intégrée. Pour chaque méthode, une régression linéaire et son intervalle de confiance à 1-sigma sont tracés.

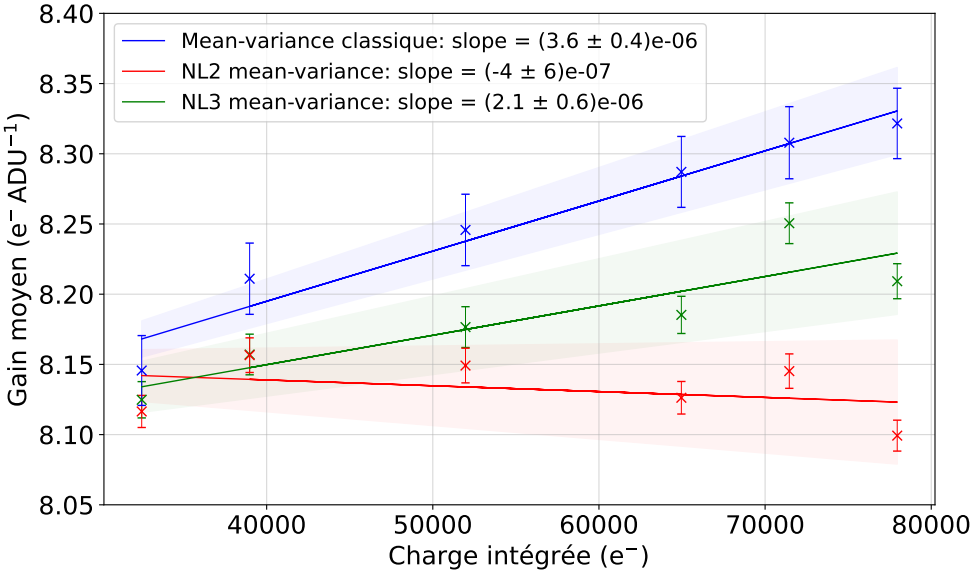


FIGURE 6.3. – Gain de conversion, obtenu par les trois méthodes mean-variance (classique, NL2 et NL3), moyenné sur tous les superpixels d'ALFA en fonction du signal intégré. Pour chaque méthode, une régression linéaire et son intervalle de confiance à 1-sigma sont tracés.

Ces résultats montrent que, pour H2RG, seul le modèle polynomial du troisième ordre est compatible avec l'hypothèse d'un gain ne dépendant par de la charge intégrée. En effet, à des charges élevées, l'augmentation du gain mesuré par la NL2 mean-variance ne permet pas de respecter cette hypothèse. En revanche, pour le détecteur ALFA, c'est la méthode NL2 mean-variance qui est compatible avec l'hypothèse du gain constant. En effet, le gain obtenu par NL3 mean-variance augmente pour toutes les charges intégrées et, de plus, le coefficient β obtenu par cette méthode est significativement différent de celui obtenu lors de la caractérisation de la non-linéarité. Ainsi, pour les deux détecteurs, les nouvelles méthodes permettent d'obtenir un gain constant avec la charge intégrée et donc de respecter l'hypothèse de départ des méthodes de mean-variance. La possibilité d'employer soit la variante NL2 soit NL3 permet d'adapter la méthode aux comportements distincts des détecteurs. Néanmoins, il est possible que les différences entre les 2 méthodes non-linéaires soient dues aux données utilisées. Par exemple, pour H2RG, la similarité du coefficient β de la méthode NL2 avec la valeur estimée lors de la caractérisation suggère qu'un polynôme du second ordre pourrait être suffisant pour décrire le comportement du pixel. En effet, il est possible que l'écart à un gain constant noté à des niveaux de charges intégrées élevés soit dû à une longueur de rampe différente. Notamment, les anomalies au début et à la fin de la rampe affectent significativement plus les rampes plus courtes, comme celles utilisées pour les trois points de signal élevé (moins de 100 frames). Dans le cas du H2RG, le manque de rampes longues à des charges intégrées supérieures à 50ke$^-$ ne nous permet pas de vérifier cette hypothèse. Pour ALFA en revanche, il est clair que le modèle du troisième ordre n'est pas adapté.

6.2.2. Tests statistiques

La deuxième étape de la validation des nouvelles méthodes d'obtention du gain consiste à effectuer une analyse statistique rigoureuse. Cette analyse sera menée à l'aide d'un test de Fisher partiel. Ce test est conçu pour évaluer la significativité de l'ajout ou de la suppression de variables dans un modèle de régression. Pour réaliser ce test, il faut d'abord définir l'hypothèse nulle que l'on souhaite tester. Pour tester nos nouveaux modèles, nous définissons que l'hypothèse nulle postule que le modèle avec moins de variables ajuste la courbe de mean-variance aussi efficacement que les modèles avec des variables supplémentaires. Si l'hypothèse nulle n'est pas rejetée, cela implique que le modèle avec plus de variables n'offre pas un ajustement significativement meilleur. Nous testerons donc tout d'abord si le modèle NL2 est significativement meilleur que le modèle classique linéaire, puis si le modèle NL3 est meilleur que modèle NL2.

Dans le test de Fisher partiel, la vérification de l'hypothèse nulle est effectuée en comparant les sommes des carrés des résidus (SSR) de l'ajustement des deux modèles considérés à la courbe de mean-variance. Dans la suite, SSR_1 désignera le SSR pour les modèles avec moins de variables, tandis que SSR_2 désignera le SSR pour le modèle avec plus de variables. Les nombres respectifs de paramètres des modèles (2 pour l'ajustement linéaire, 3 pour la NL2 et 4 pour la NL3) seront notés p_1 et p_2. Le nombre de points utilisés pour ajuster les modèles (le nombre de frames utilisées pour construire la courbe

de mean-variance) sera noté n. La base du test de Fisher partiel est que sous l'hypothèse nulle, le rapport défini dans l'équation 6.10 suit une distribution de Fisher avec des degrés de liberté $(p_2 - p_1, n - p_2)$. En utilisant, pour chacune des courbes de mean-variance utilisées pour mesurer le gain, les SSR de l'ajustement des deux modèles en comparaison ainsi que l'équation 6.10, on peut calculer la f_{value}. Ainsi, si la probabilité que cette valeur soit obtenue par une distribution de Fisher de degré de liberté $(p_2 - p_1, n - p_2)$ est inférieure à un certain seuil, l'hypothèse nulle est rejetée.

$$f_{\text{value}} = \frac{\left(\frac{\text{SSR}_1 - \text{SSR}_2}{p_2 - p_1}\right)}{\left(\frac{\text{SSR}_2}{n - p_2}\right)}, \tag{6.10}$$

Précisément, pour réfuter l'hypothèse nulle, la fonction de répartition d'une distribution de Fisher ($\mathscr{F}$) avec des degrés de liberté $(p_2 - p_1, n - p_2)$ évaluée à la f_{value}, est calculée. Si la probabilité $\text{P}(\mathscr{F} \leq f_{\text{value}}) > 1 - \alpha$ pour un niveau de significativité α donné, alors l'hypothèse nulle peut être rejetée et le test est un succès. Un test réussi conduit à la conclusion que le modèle avec des variables supplémentaires fournit un meilleur ajustement que celui avec moins de variables. Le niveau de significativité typique est fixé à 0.05 (probabilité de 95 %) mais, lorsque plusieurs comparaisons sont effectuées, la probabilité de rejeter à tort l'hypothèse nulle augmente. Puisqu'un test de Fisher sera effectué pour chaque courbe de mean-variance utilisée pour mesurer le gain, le niveau de significativité doit être modifié en conséquence. Pour répondre à ce problème, nous avons décidé d'appliquer une correction de Bonferroni [113] qui modifie le niveau de significativité par $1 - \frac{\alpha}{M}$, où M est le nombre de comparaisons.

Deux tests de Fisher partiel ont été effectués pour chaque détecteur : un pour évaluer si le modèle NL2 est plus efficace que le modèle linéaire, et un autre pour déterminer si le modèle NL3 offre un meilleur ajustement que le modèle NL2. Puisqu'un test est effectué pour chaque courbe de mean-variance, le résultat sera, pour chaque courbe, si oui ou non le test est un succès. Finalement, le pourcentage de courbes qui passent le test est calculé pour chaque superpixel et leur distribution est représentée sur la figure 6.4 pour le détecteur H2RG et sur la figure 6.5 pour le détecteur ALFA. Si plus de la moitié des courbes de mean-variance passent le test, le modèle avec plus de variables sera validé. Comme on peut le voir sur la figure 6.4, pour tous les superpixels du détecteur H2RG, plus de 60 % des courbes de mean-variance sont mieux ajustées par le modèle NL2 que par le modèle linéaire. De même, plus de 50 % des courbes sont mieux représentées par le modèle NL3 que par le modèle NL2. Ces résultats confirment ceux obtenus dans la partie précédente en montrant que la NL2 mean-variance est mieux adaptée que la mean-variance classique et que la NL3 est meilleure que la NL2 pour ce détecteur. Le fait que l'hypothèse du gain constant avec la charge intégrée soit respectée par la NL3 mean-variance et que des tests statistiques très rigoureux (par la correction de Bonferroni) valident que cette méthode décrit significativement mieux les courbes de mean-variance que les autres méthodes prouve définitivement que cette nouvelle méthode, NL3, est la plus efficace pour mesurer le gain de conversion du H2RG. Pour ALFA, la figure 6.5

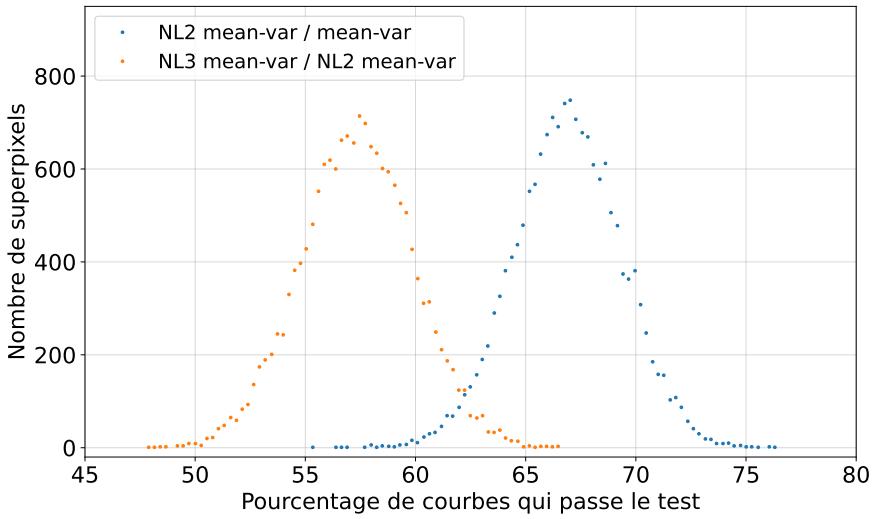


FIGURE 6.4. – H2RG : Distribution du pourcentage de courbes de mean-variance qui passent le test de Fisher partiel pour deux tests : NL2 mean-var vs. mean-var classique (en orange) et NL3 mean-var vs. NL2 mean-var (en bleu).

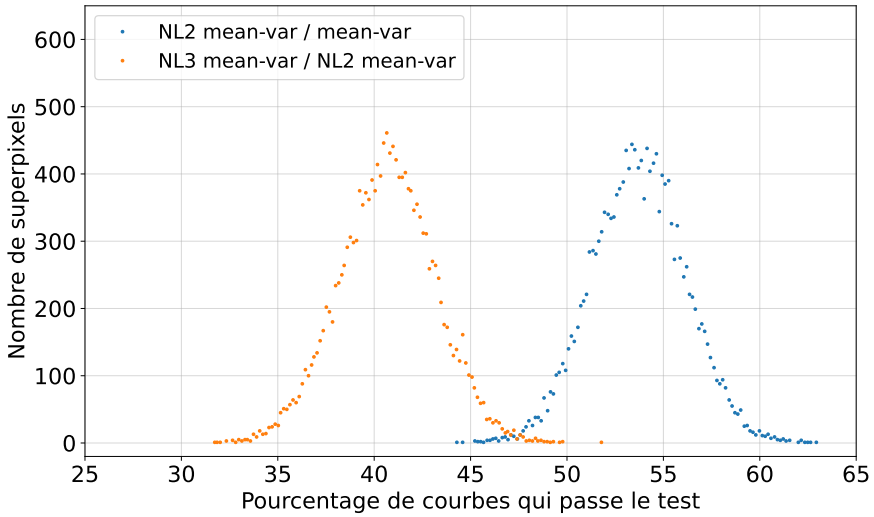


FIGURE 6.5. – ALFA : Distribution du pourcentage de courbes de mean-variance qui passent le test de Fisher partiel pour deux tests : NL2 mean-var vs. mean-var classique (en orange) et NL3 mean-var vs. NL2 mean-var (en bleu).

montre que plus de 50 % des courbes de mean-variance sont mieux ajustées par le modèle NL2 que par le modèle linéaire. En revanche, le modèle NL3 n'est pas significativement meilleur que le modèle NL2 puisque moins de 50 % des courbes passent le test. Comme pour H2RG, ces résultats sont très cohérents avec ceux obtenus dans la partie précédente puisque le modèle NL3 ne respectait pas l'hypothèse du gain constant. Ainsi, la NL2 mean-variance est la méthode la plus adaptée pour mesurer le gain de conversion d'ALFA. Finalement, les tests de Fisher partiel ont permis de confirmer les résultats obtenus dans la partie précédente et valident donc les nouvelles méthodes de mean-variance non-linéaire.

6.3. Gain de conversion non biaisé d'ALFA et du H2RG d'Euclid

La section 6.2 nous a permis de valider les variantes d'ordre 2 (NL2) et 3 (NL3) de la méthode mean-variance non-linéaire définie dans la section 6.1. Précisément, nous avons montré que la NL3 mean-variance est la méthode la mieux adaptée pour le détecteur H2RG d'Euclid et que la NL2 mean-variance est la méthode la plus adaptée pour ALFA. Afin de comprendre l'effet de ces nouvelles méthodes sur l'évaluation des cartes de gain de conversion des 2 détecteurs, elles ont donc été appliquées aux détecteurs pour produire les cartes de gain non biaisées. Nous verrons également dans un second temps ce que peuvent apporter ces nouvelles cartes de gain non biaisées.

6.3.1. Effet de la prise en compte de la non-linéarité de la réponse pixel

Afin de comparer les nouvelles méthodes NL2 et NL3 mean-variance avec la méthode classique, nous avons appliqué au détecteur H2RG la méthode classique et la méthode NL3 et au détecteur ALFA la méthode classique et la méthode NL2 en utilisant l'ensemble des rampes définies dans le chapitre 5. Pour chaque méthode, le résultat est présenté sous la forme d'une carte du gain par superpixel 16×16 (en haut), de son histogramme (bas gauche) et de l'histogramme de l'erreur sur le gain en % (bas droit). Les résultats pour H2RG sont présentés sur les figures 6.6 et 6.7 pour la mean-variance classique et la NL3 mean-variance respectivement. Pour ALFA, les résultats sont présentés sur les figures 6.8 et 6.9 pour la mean-variance classique et la NL2 mean-variance respectivement.

Pour H2RG, le gain moyen passe de $1.97\pm0.02\,\mathrm{e^-ADU^{-1}}$ avec la méthode classique à $1.90\pm0.04\,\mathrm{e^-ADU^{-1}}$ en utilisant la NL3 mean-variance. La différence moyenne sur le gain de conversion est donc de 3.6 %. Cette différence correspond au biais corrigé sur la mesure du gain de conversion et qui, encore une fois, se serait propagé à l'estimation du flux photonique, mais également celle des autres paramètres de la réponse pixel tels que le bruit de lecture ou le courant d'obscurité. Pour ALFA, le gain moyen passe de $8.25\pm0.10\,\mathrm{e^-ADU^{-1}}$ avec la méthode classique à $8.10\pm0.13\,\mathrm{e^-ADU^{-1}}$ en utilisant la NL2 mean-variance. La différence moyenne sur le gain de conversion est donc de 1.8 %, presque 2 fois plus faible que pour H2RG.

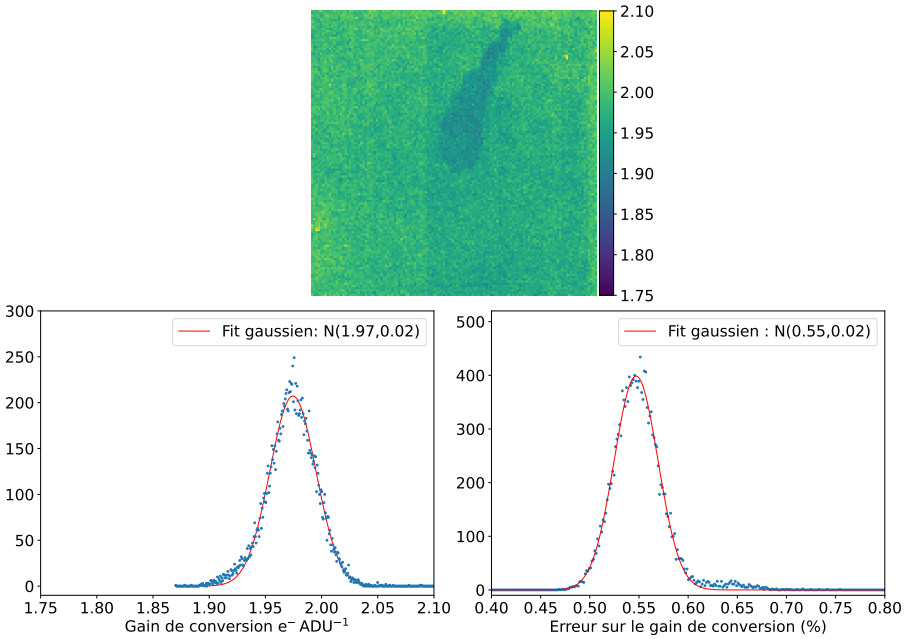


FIGURE 6.6. – Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur H2RG d'Euclid mesuré par mean-variance classique.

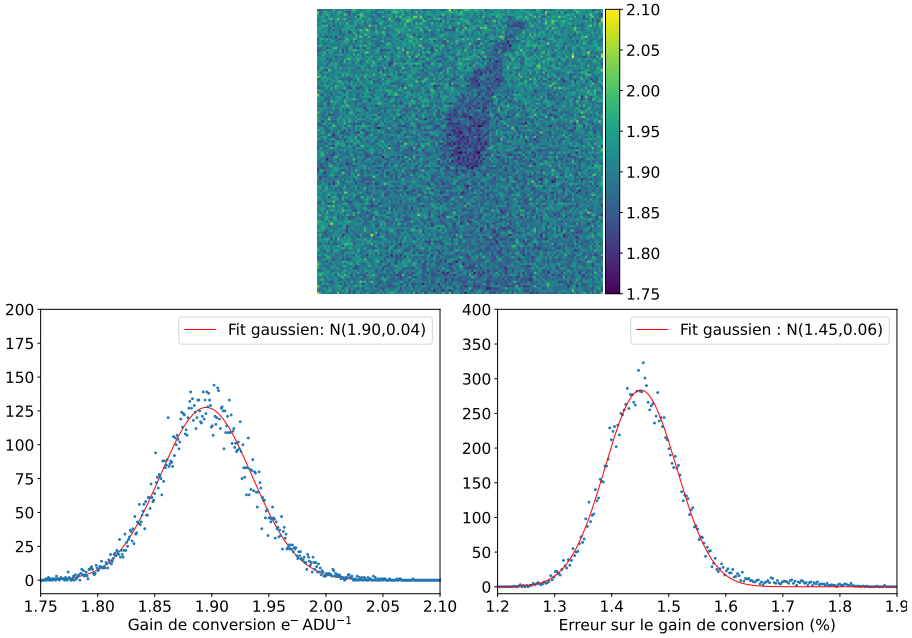


FIGURE 6.7. – Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur H2RG d'Euclid mesuré par NL3 mean-variance.

Si l'on regarde l'erreur moyenne sur le gain de conversion par superpixel, on voit que l'on passe de 0.55 % avec la mean-variance classique à 1.45 % avec la NL3 pour H2RG et de 0.40 % à 0.72 % avec la méthode NL2 pour ALFA. Comme on peut le voir, l'ajustement des courbes de mean-variance par des polynômes plutôt que par une droite augmente l'incertitude sur la mesure du gain. Cette augmentation est classique puisque le nombre de paramètres à ajuster est plus élevé pour les modèles polynomiaux. Néanmoins, ces modèles permettent de corriger un biais systématique bien plus critique. De plus, il est possible de réduire l'erreur statistique en augmentant la taille des superpixels utilisés ou en utilisant plus de données. Comme expliqué dans la section 3.2, puisque nous utilisons des superpixels, nous devrions estimer l'erreur systématique provenant de l'utilisation du même gain pour tous les pixels du superpixel. Une méthode pour estimer cette erreur consiste à effectuer une seule mesure du gain par pixel en construisant la courbe de mean-variance pour chaque pixel à l'aide de toutes les rampes disponibles. L'écart-type des valeurs de gain des pixels au sein d'un superpixel permettrait alors d'estimer l'erreur systématique. Malheureusement, cette méthode n'a pas pu être appliquée dans le cadre de ce travail, tout d'abord, car la persistance des détecteurs rend difficile l'utilisation conjointe de toutes les rampes pour construire une courbe de mean-variance unique pour chaque pixel. Précisément, l'estimation de la variance est biaisée par la persistance.

Si l'on s'intéresse aux variations spatiales, pour le détecteur H2RG d'Euclid, le gain de conversion dans le void est inférieur d'environ 3 % à celui de la région pleine d'époxy. La prise en compte de la non-linéarité de la réponse pixel ne modifie donc pas cette différence. Globalement, la correction de non-linéarité est uniforme sur l'ensemble du détecteur. En revanche, puisque le gain est plus bruité que pour la mean-variance classique, les variations spatiales sont un peu plus importantes pour le gain mesuré par les méthodes de mean-variance non-linéaires. En excluant la zone du void, le gain de conversion de H2RG et celui d'ALFA montrent une uniformité spatiale comparable : $\pm 4.2\%$ à 2σ pour H2RG et $\pm 3.2\%$ à 2σ pour ALFA. Néanmoins, ces valeurs ne sont pas réellement comparables tout d'abord, car la méthode NL3 est plus bruitée que la NL2 et également, car deux fois plus de rampes sont utilisées pour la mesure du gain d'ALFA par rapport à celle de H2RG. Toutefois, ces variations spatiales soulignent la nécessité de mesurer le gain de conversion au moins par superpixel pour éviter d'introduire un biais systématique en utilisant une valeur moyenne du gain pour l'ensemble du détecteur.

Grâce aux nouvelles méthodes de correction de l'effet de l'IPC sur la mesure du gain et de prise en compte de la non-linéarité de la réponse pixel dans la mesure du gain, nous avons obtenu une carte du gain de conversion non biaisée par superpixel. Dans la partie suivante, nous montrerons en quoi ces cartes de gain non biaisées peuvent grandement améliorer la mesure d'autres paramètres de la réponse pixel, notamment la QE.

6.3.2. Intérêt d'un gain par superpixel non biaisé

Dans le chapitre 3, nous avons abordé l'importance du gain de conversion dans la mesure de nombreux paramètres de la réponse pixel tels que la QE, le courant d'obscurité et le bruit de lecture. Dans cette partie, nous voulons montrer comment une mesure précise

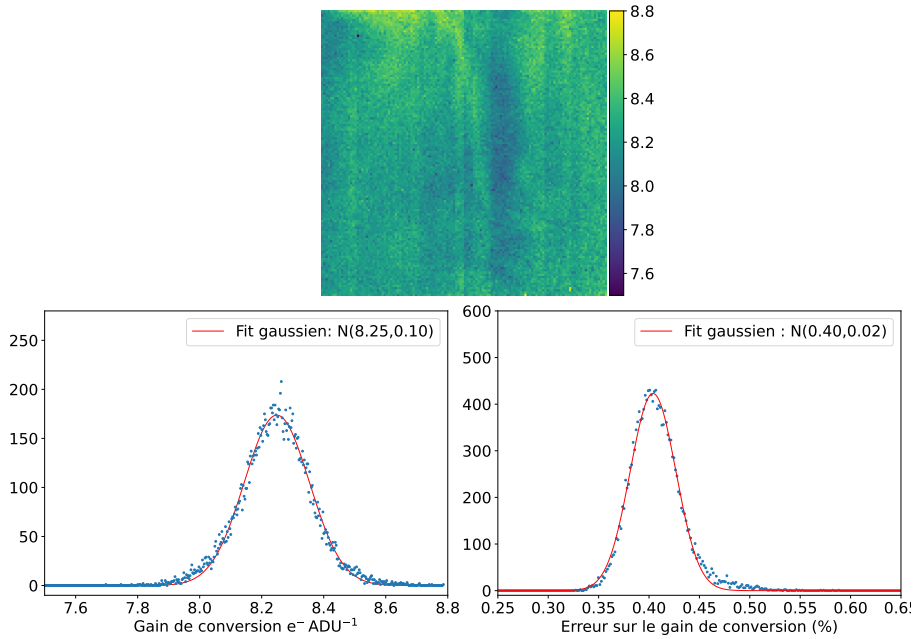


FIGURE 6.8. – Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur ALFA mesuré par mean-variance classique.

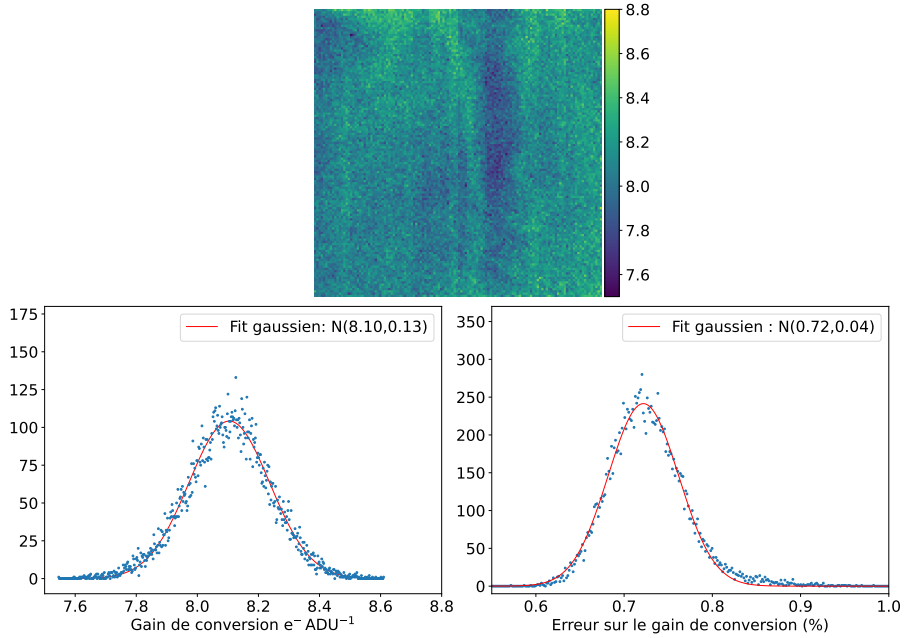


FIGURE 6.9. – Carte (à gauche), histogramme (au milieu) et histogramme de l'erreur (à droite) du gain de conversion par superpixel 16×16 du détecteur ALFA mesuré par NL2 mean-variance.

et non biaisée du gain, soit par pixel, soit par superpixel, permet une détermination précise de la QE et permet la comparaison de la QE entre différents détecteurs. La méthode standard pour mesurer la QE, présentée dans le chapitre 3, consiste à comparer le flux mesuré par le pixel en $e.s^{-1}$ à celui mesuré par une photodiode calibrée. Cependant, pour convertir le flux en électrons, il est nécessaire d'appliquer un gain de conversion. Typiquement, les missions utilisent une valeur moyenne du gain qui est appliquée sur l'ensemble du détecteur. En utilisant un gain moyen, les variations spatiales de la QE vont se confondre avec celles du gain de conversion et donc leur interprétation sera quasi impossible. Néanmoins, en utilisant un gain de conversion mesuré par superpixel, il est possible de distinguer les variations spatiales du gain de celles de la QE et ainsi d'obtenir une mesure plus précise de la QE.

Étant donné qu'aucune photodiode calibrée n'est incluse dans le banc de test du CPPM, une mesure absolue de la QE des deux détecteurs est impossible. Néanmoins, l'excellente homogénéité du champ plat, meilleure que 1%, permet une mesure relative de la QE, et donc l'étude de ses variations spatiales. Pour évaluer l'amélioration apportée par l'utilisation d'un gain non biaisé par superpixel par rapport à un gain moyen, nous utilisons pour chaque détecteur une acquisition en champ plat obtenue à un flux d'environ $700\,\text{photons}\,\text{s}^{-1}$. Pour chaque acquisition, le flux en $\text{ADU}\,\text{s}^{-1}$ est calculé en utilisant un échantillonnage double corrélé. Ensuite, soit un gain de conversion moyen, soit le gain de conversion par superpixel obtenu précédemment est utilisé pour convertir les flux d'$\text{ADU}\,\text{s}^{-1}$ en $e^{-}s^{-1}$. Les résultats sont ensuite normalisés par la moyenne spatiale pour obtenir une mesure relative de la QE. Les figures 6.10 pour H2RG et 6.11 pour ALFA présentent les cartes de QE relatives normalisées obtenues en utilisant le gain moyen (à gauche) et le gain par superpixel (à droite). Pour les deux détecteurs, les cartes de QE obtenues avec le gain par superpixel sont bien plus homogènes que celles obtenues avec le gain moyen. Notamment, les canaux de lecture ne sont plus discernables et les régions présentant des écarts significatifs par rapport à la moyenne spatiale sont atténuées. Pour H2RG, les différentes zones présentes sur la carte de QE obtenue avec un gain moyen deviennent presque indiscernables sur la carte obtenue avec un gain par superpixel. Cela témoigne d'une très bonne homogénéité de la QE et donc de la couche sensible du détecteur. Pour le détecteur ALFA, certaines zones présentent encore une QE supérieure à la moyenne spatiale d'environ 10 %. Il est clair que la QE du détecteur ALFA est bien moins homogène et donc que sa couche sensible l'est également moins. Cette différence d'uniformité peut provenir de légères instabilités durant la fabrication de cette couche. En effet, les techniques de croissances utilisées pour la fabrication des deux détecteurs sont différentes, épitaxie par jet moléculaire (MBE) pour H2RG et épitaxie en phase liquide (LPE) pour ALFA. De plus, le détecteur H2RG est un modèle de vol issu d'un développement initié par TELEDYNE, il y a plus de 20 ans. La technologie de croissance est donc forcément plus mature que celle utilisée par LYNRED pour le détecteur ALFA qui est le premier prototype de détecteur NIR très bas flux $2\text{k} \times 2\text{k}$ développé par cette société.

Ainsi, grâce à l'utilisation d'un gain de conversion par superpixel, nous avons pu étudier la qualité de la couche sensible des deux détecteurs. Cette étude, en plus de

fournir une QE précise (en utilisant une photodiode calibrée) et décorrélée du gain de conversion, peut permettre de comprendre l'impact des différentes techniques utilisées pour fabriquer la couche sensible sur son homogénéité et donc potentiellement d'adapter ces techniques. Cette étude n'est qu'un exemple des améliorations possibles apportées par un gain par pixel ou par superpixel, une étude similaire pourrait être effectuée pour le bruit de lecture ou le courant d'obscurité.

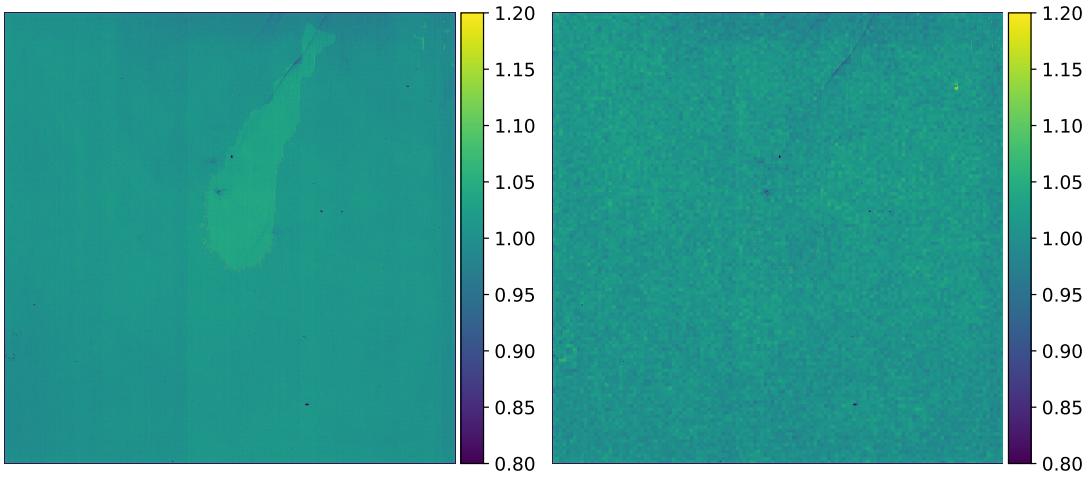


FIGURE 6.10. – QE relative normalisée du détecteur H2RG obtenue avec un gain moyen sur le détecteur (à gauche) et un gain par super pixel (à droite).

6.4. Dépendance du gain aux facteurs externes

Dans la section précédente, nous avons utilisé les méthodes de mean-variance non-linéaires pour obtenir une mesure du gain de conversion non biaisée pour chaque super-pixel des détecteurs. En suivant la modélisation définie dans la section 2.2, nous avons donc attribué une valeur constante de gain pour chaque pixel. Ce faisant, nous supposons donc que le gain n'est pas dépendant aux facteurs externes tels que la température ou la longueur d'onde. Dans cette section, nous allons donc vérifier que le gain ne dépend pas de ces facteurs externes pour valider le modèle utilisé.

6.4.1. Dépendance à la température

Les cartes de gain de la section 6.3 ont été produites à partir d'un certain nombre de rampes sélectionnées en suivant les critères définis dans le chapitre 5. Ces rampes ont été utilisées indistinctement de la température à laquelle elles ont été acquises. Il est

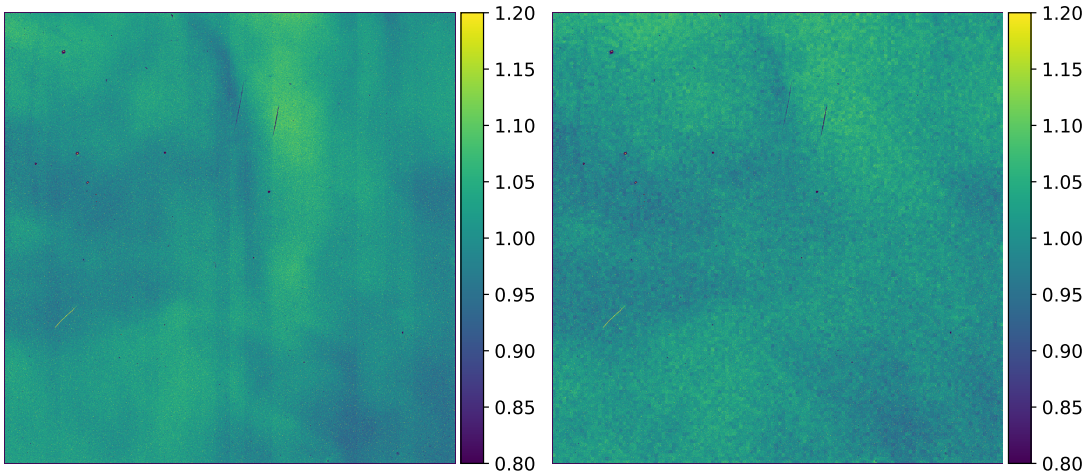


FIGURE 6.11. – QE relative normalisée du détecteur ALFA obtenue avec un gain moyen sur le détecteur (à gauche) et un gain par super pixel (à droite).

donc nécessaire de s'assurer que l'utilisation de rampes à différentes températures ne biaise pas la mesure du gain. Pour cela, nous allons, comme cela a été fait avec la charge intégrée, regrouper nos rampes en fonction de leur température d'acquisition. Pour le H2RG d'Euclid, trois températures ont été utilisées : 85K, 90K et 95K. Pour ALFA, deux températures ont été utilisées : 95K et 100K. Pour chaque température, le gain de conversion est mesuré par superpixel en utilisant la méthode NL3 mean-variance pour H2RG et NL2 mean-variance pour ALFA. La correction de l'effet de l'IPC est également appliquée. Les résultats sont présentés sur la figure 6.12 pour H2RG et sur la figure 6.13 pour ALFA. Sur ces figures sont affichées les cartes de gain obtenues aux différentes températures ainsi que les cartes des différences entre les gains obtenus à différentes températures.

Pour H2RG, comme on le voit sur la figure 6.12, les cartes obtenues aux différentes températures sont extrêmement similaires. Cela se retrouve sur les cartes de différences sur lesquels on retrouve uniquement le bruit de mesure. Précisément, la moyenne spatiale de la différence entre chaque carte est inférieure à $3.10^{-3}\,e^{-}.ADU^{-1}$. Sachant que l'erreur sur la mesure du gain par superpixel est 1.45 % soit environ $3.10^{-2}\,e^{-}.ADU^{-1}$, on peut conclure que les cartes obtenues aux différentes températures sont identiques. Pour ALFA également, aucune différence n'est visible entre les cartes obtenues aux deux températures. La moyenne de la carte de différence est inférieure à $3.10^{-2}\,e^{-}.ADU^{-1}$ quand l'erreur sur le gain par superpixel est de 0.72 % soit environ $6.10^{-2}\,e^{-}.ADU^{-1}$. Ainsi, pour ALFA aussi, les cartes obtenues aux deux températures sont équivalentes. Ces résultats montrent clairement que le gain de conversion des deux détecteurs n'est pas dépendant de la température. Ce résultat est toutefois à nuancer par l'utilisation de

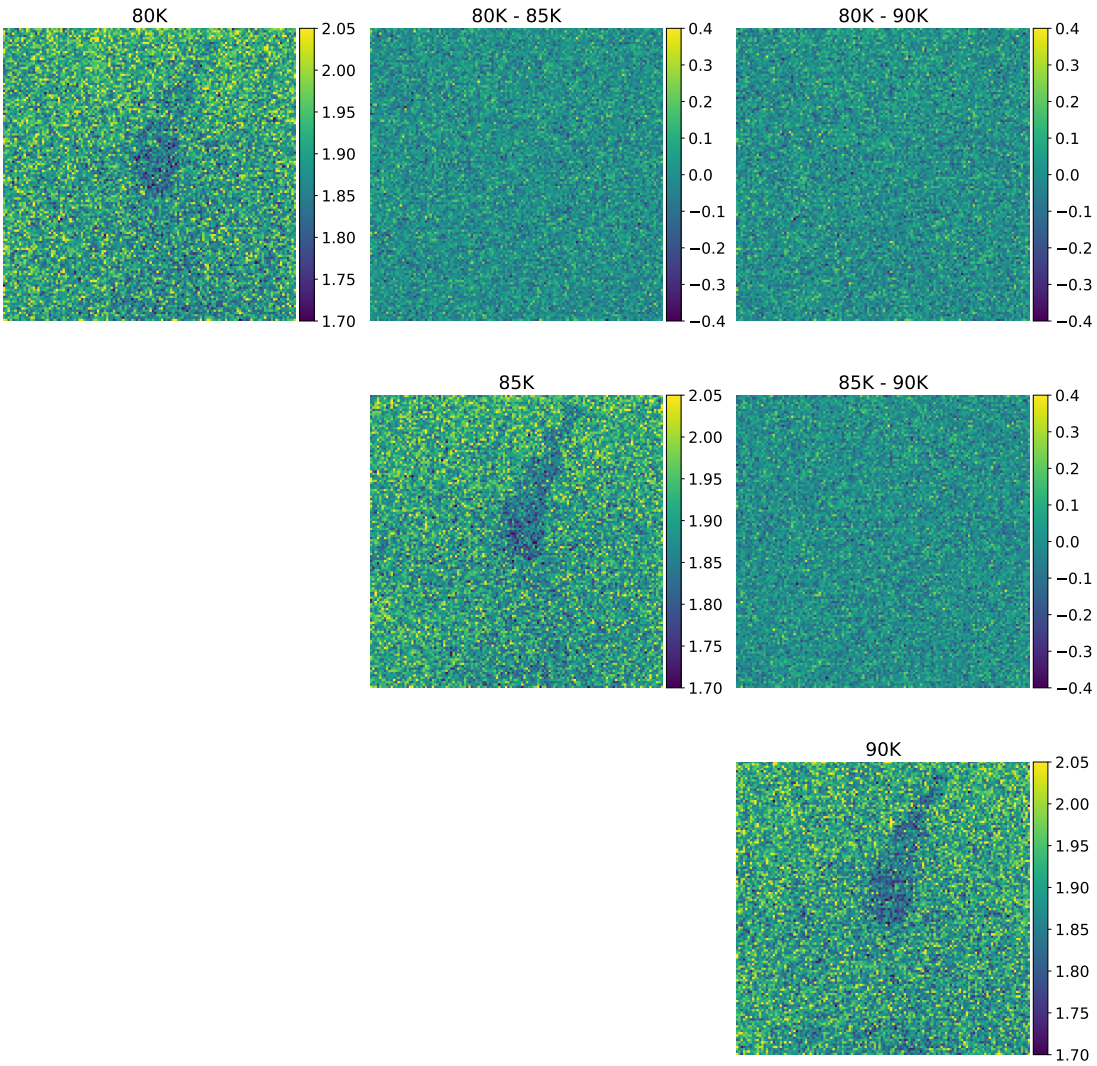


FIGURE 6.12. – Gain de conversion du détecteur H2RG obtenu aux températures de 80K, 85K et 90K et leurs différences. La moyenne de chacune des 3 cartes de différence est inférieure à $3\,10^{-3}\,e^{-}.ADU^{-1}$.

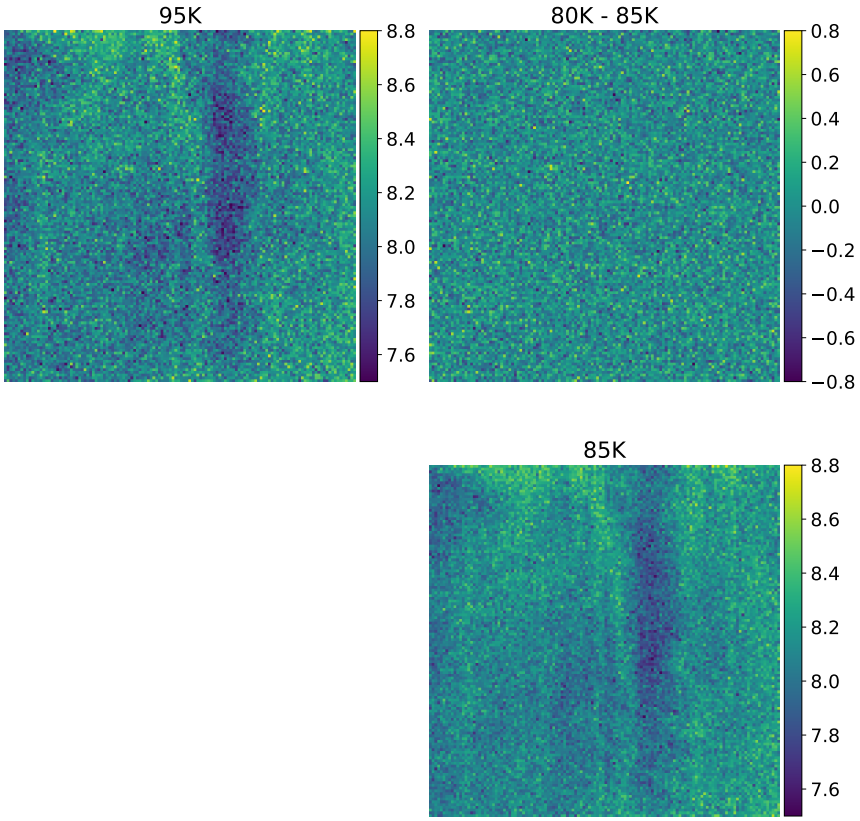


FIGURE 6.13. – Gain de conversion du détecteur ALFA obtenu aux températures de 95K et 100K et leur différence. La moyenne de la carte de différence est inférieure à $3\,10^{-2}\,e^{-}.ADU^{-1}$.

températures relativement proches. Il serait donc nécessaire de vérifier cette dépendance avec une gamme de températures plus grande. Néanmoins, dans les températures d'utilisation des détecteurs, nous pouvons affirmer que le gain de conversion ne dépend pas de la température.

6.4.2. Dépendance à la longueur d'onde

Le deuxième facteur externe dont l'influence sur le gain de conversion doit être vérifiée est la longueur d'onde. En effet, les cartes de la section précédente ont été obtenues à partir de rampes acquises à une longueur d'onde d'environ 1650 nm pour H2RG et de 1300 nm et 1700 nm pour ALFA. Pour vérifier que ces cartes sont applicables à toutes les longueurs d'ondes d'utilisation des détecteurs, il est donc nécessaire de vérifier la dépendance du gain à la longueur d'onde. Pour cela, nous allons utiliser les acquisitions en champ plat obtenues, grâce à un monochromateur, à différentes longueurs d'ondes lors de la caractérisation du détecteur H2RG d'Euclid. Pour chaque longueur d'onde utilisée, comprise entre 1 μm et 1.95 μm, 12 rampes ont été acquises. Sur chacun de ces groupes de 12 rampes a été appliqué la méthode NL3 mean-variance pour obtenir le gain de conversion par superpixel qui a ensuite été moyenné sur tout le détecteur. Ces mesures permettent de construire une courbe du gain en fonction de la longueur d'onde qui est présentée sur la figure 6.14. Les barres d'erreurs présentes sur la courbe ont été estimées statistiquement. Comme on peut le voir sur la figure, en prenant en compte les barres d'erreurs, le gain est sensiblement le même pour toutes longueurs d'ondes. Ainsi, on peut dire que le gain de conversion du H2RG d'Euclid ne semble pas dépendre de la longueur d'onde et que les cartes produites dans la section 6.3 peuvent être utilisées à toutes les longueurs d'ondes comprises entre 1 μm et 1.95 μm.

Comme nous l'avons expliqué dans la partie 6.2, la méthode de NL3 mean-variance permet, en plus de l'estimation du gain de conversion, une estimation du coefficient de non-linéarité du deuxième ordre β. Ce coefficient qui est également utilisé dans la correction de l'effet de la non-linéarité du pixel sur l'estimation du flux est un bon indicateur de l'amplitude de la non-linéarité de la réponse pixel. Or, dans la section 2.2, nous avons évoqué la potentielle dépendance de la non-linéarité à la longueur d'onde. Puisque la méthode de NL3 mean-variance permet d'estimer ce coefficient, il est donc possible d'étudier sa variation avec la longueur d'onde. Nous avons donc tracé sur la figure 6.15 le coefficient β obtenu lors de l'application de la NL3 mean-variance en fonction de la longueur d'onde d'acquisition des rampes utilisées. Pour cette figure également, les barres d'erreurs sont estimées statistiquement. Comme on peut le voir sur la figure, aucune variation du coefficient de non-linéarité, en prenant en compte les barres d'erreurs, n'est discernable. Pour le H2RG, la longueur d'onde semble donc ne pas avoir d'influence sur la non-linéarité de la réponse pixel.

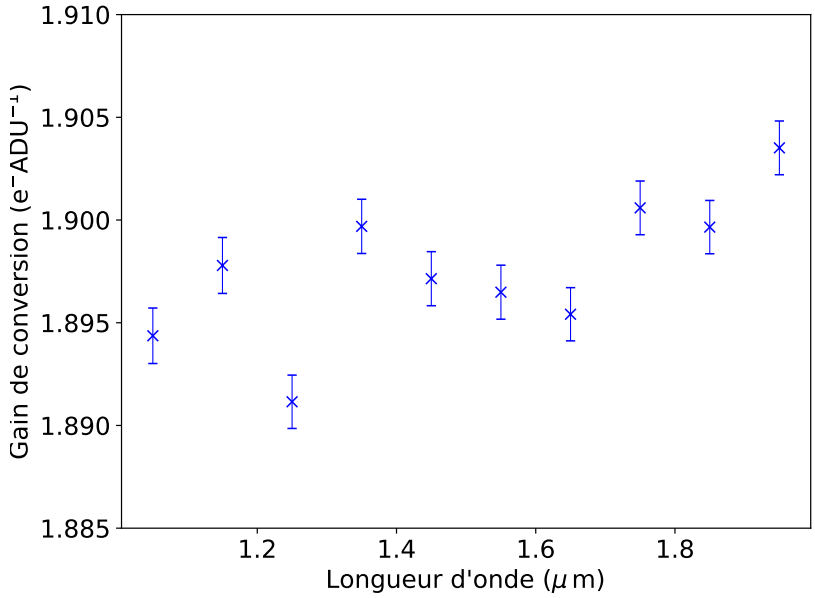


FIGURE 6.14. – Gain de conversion du détecteur H2RG mesuré par NL3 mean-variance pour des longueurs d'ondes allant de 1 μm à 1.95 μm.

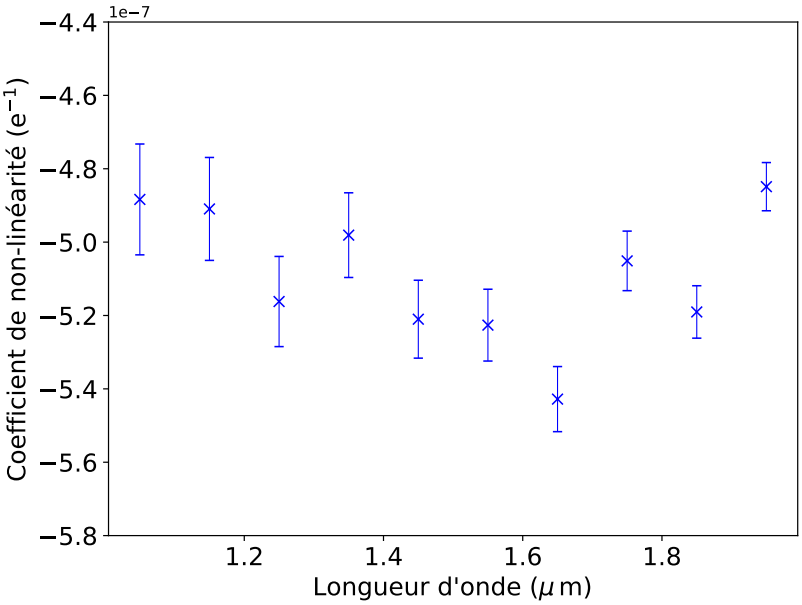


FIGURE 6.15. – Coefficient de non linéarité β (e^-) du détecteur H2RG mesuré par NL3 mean-variance pour des longueurs d'ondes allant de 1 μm à 1.95 μm.

6.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé la problématique de la non-linéarité de la réponse des pixels dans le cadre de la mesure du gain de conversion. La méthode classique de mean-variance, linéaire par défaut, se révèle inadéquate pour des mesures précises du gain puisque celui-ci dépend de la charge intégrée à laquelle il est mesuré. Précisément, le gain mesuré par mean-variance classique augmente de 0.9 % par ke$^-$pour H2RG et de 0.4 % par ke$^-$pour ALFA, créant donc un biais conséquent sur la mesure du gain qui se propagera à l'estimation du flux ainsi qu'aux autres paramètres de la réponse pixel. Afin de pallier ce problème, nous avons développé et implémenté des méthodes avancées de mean-variance non-linéaires, nommées NL2 et NL3, qui se basent sur des modèles de réponse pixel polynomiaux pour calculer l'équation de mean-variance. Grâce à ces nouvelles équations, l'ajustement de la courbe de mean-variance par des polynômes orthogonaux d'ordre 2 ou 3 permet donc de mesurer le gain en prenant en compte la non-linéarité.

En appliquant ces méthodes aux rampes issues de la caractérisation des détecteurs H2RG et ALFA, en les séparant par charge intégrée, nous avons montré que l'utilisation de NL3 mean-variance pour H2RG et de NL2 mean-variance pour ALFA permet d'obtenir un gain constant avec la charge intégrée par les pixels. Ces 2 méthodes sont donc les seules qui respectent l'hypothèse du gain indépendant de la charge utilisée pour obtenir l'équation de mean-variance. De plus, en effectuant des tests de Fisher partiel, nous avons prouvé que le modèle NL3 ajuste significativement mieux les courbes de mean-variance que les 2 autres méthodes pour H2RG. Pour ALFA, nous avons montré que l'équation de la NL2 mean-variance est celle qui décrit le mieux la courbe de mean-variance. Ces résultats ont donc validé les nouvelles méthodes de mean-variance non-linéaires. Finalement, en appliquant ces méthodes à l'ensemble des rampes sélectionnées, nous avons pu corriger les biais induits par la non-linéarité dans la mesure du gain de conversion. Pour le détecteur H2RG, l'application de la méthode NL3 a réduit le gain moyen de $1.97 \pm 0.02, \mathrm{e}^- \mathrm{ADU}^{-1}$ (méthode classique) à $1.90 \pm 0.04, \mathrm{e}^- \mathrm{ADU}^{-1}$, représentant une correction d'un biais de 3.6, %. Pour le détecteur ALFA, l'utilisation de la méthode NL2 a diminué le gain moyen de $8.25 \pm 0.10, \mathrm{e}^- \mathrm{ADU}^{-1}$ à $8.10 \pm 0.13, \mathrm{e}^- \mathrm{ADU}^{-1}$, soit un biais de 1.8 % corrigé.

L'obtention de cartes de gain par superpixel précises grâce aux nouvelles méthodes a également permis d'obtenir une mesure des paramètres de la réponse pixel décorrélée du gain de conversion. Notamment, nous avons montré l'intérêt de l'utilisation de ces cartes dans la mesure de la QE. En utilisant des champs plats et les cartes de gain, nous avons pu faire une mesure de la QE relative d'ALFA et de H2RG. Nous avons pu observer des différences significatives dans l'uniformité spatiale de la QE des deux détecteurs. Les détecteurs H2RG utilisés dans la mission Euclid, produits par MBE, ont montré une plus grande uniformité, ce qui peut indiquer un meilleur contrôle de la fabrication de la couche sensible par rapport à la technique LPE utilisée pour ALFA. Cette analyse nous permet non seulement de comparer la qualité de la couche sensible, mais aussi de comprendre l'impact des différentes techniques utilisées pour produire les détecteurs sur

leurs performances. Finalement, nous avons vérifié que le gain de conversion des deux détecteurs n'est pas dépendant de la température ni de la longueur d'onde, permettant ainsi de valider le modèle de réponse pixel utilisé.

Conclusion et perspectives

Conclusion

L'objectif principal de cette thèse était de développer des méthodes de caractérisation avancées des CIS pour améliorer la modélisation de la réponse pixel et corriger les biais systématiques affectant la précision des observations astronomiques et cosmologiques. Les méthodes d'analyse traditionnellement utilisées pour la caractérisation des détecteurs, et donc pour l'estimation des paramètres du modèle de réponse pixel, ont montré leurs limites en termes de précision. En particulier, ces méthodes introduisent de nombreuses corrélations entre les différents paramètres de la réponse des pixels, ce qui biaise l'estimation de ces paramètres et donc également du modèle de réponse pixel. Ces biais systématiques affectent directement la précision des mesures de flux lumineux et donc compromettent la fiabilité des observations scientifiques. Pour répondre à cette problématique, cette thèse a suivi une approche méthodologique en trois étapes. Tout d'abord, une analyse approfondie du fonctionnement des pixels et de la modélisation de leur réponse a été réalisée pour identifier les limitations des méthodes actuelles. Ensuite, des méthodes de caractérisation avancées ont été développées pour mesurer avec précision les paramètres de la réponse des pixels, notamment l'IPC, le gain de conversion et la non-linéarité. Ces méthodes ont été développées afin de prendre en compte les corrélations existantes entre ces paramètres, mais également afin de prendre en compte les corrélations spatiales entre les pixels. Enfin, ces méthodes ont été validées sur des données réelles de détecteurs H2RG de la mission Euclid et ALFA de la mission SVOM. L'analyse des résultats de l'application de ces méthodes a montré leur efficacité pour réduire les biais systémiques et améliorer la précision de la mesure des paramètres du modèle de réponse des pixels.

Pour aborder spécifiquement la question des interactions entre pixels, une attention particulière a été portée à la mesure du crosstalk et plus précisément de l'IPC, deux phénomènes majeurs qui introduisent des corrélations entre la réponse des pixels proches. Une grande variété de méthodes existe pour mesurer l'IPC et le crosstalk, mais nous avons choisi de nous concentrer sur celle permettant une mesure de l'IPC de chaque pixel du détecteur. Différentes adaptations de ces méthodes ont été effectuées pour mieux prendre en compte les spécificités des détecteurs H2RG et ALFA. Pour les détecteurs H2RG, nous avons adapté la méthode de Single Pixel Reset avec des ajustements spécifiques pour mieux traiter les effets transitoires et corriger le bruit de mode commun. Pour le détecteur ALFA, une méthode adaptée de celle de Finger a été appliquée pour mesurer conjointement l'IPC et la diffusion en corrigeant les signaux résiduels venant de courant de fuite des transistors de reset. Ces deux méthodes ont également été adaptées pour

mesurer une matrice d'IPC h de taille 3×3 pour laquelle chaque élément est différent :

$$h = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \alpha_4 & 1 - \sum_{i=1}^{8} \alpha_i & \alpha_5 \\ \alpha_6 & \alpha_7 & \alpha_8 \end{pmatrix}.$$

L'adaptation de ces méthodes à un détecteur H2RG de vol et à ALFA a permis de mesurer l'IPC par pixel avec une très grande précision. Pour les détecteurs H2RG d'Euclid, l'IPC médian total ($\sum_{i=1}^{8} \alpha_i$) mesuré a été évalué à 2.87%, avec une erreur de mesure réduite à 0.01%. Pour le détecteur ALFA, les résultats montrent un IPC médian de $(3.0 \pm 0.1)\%$. De plus, la mesure de l'IPC du détecteur H2RG à différentes charges intégrées a permis de montrer que celui-ci ne dépendait pas du niveau de charge intégrée. En plus de ces résultats médians, la mesure par pixel a permis de mettre en lumière des variations spatiales importantes au sein des détecteurs. Tout d'abord, il a été observé sur le détecteur H2RG que l'IPC des régions ne possédant pas d'époxy entre la couche sensible et le multiplexeur était 2.2 fois plus faible que pour les régions possédant de l'époxy. En se concentrant sur les zones pleines d'époxy, il a été observé que l'IPC varie spatialement de plus de 10% (à 2σ) pour le H2RG et de plus de 40% pour le détecteur ALFA. Ces variations locales soulignent l'importance d'une caractérisation détaillée à l'échelle du pixel pour éviter l'introduction de biais dans le modèle de réponse pixel. La prise en compte de ces variations dans la modélisation permet non seulement une correction plus précise des données, mais elle contribue également à une meilleure compréhension des performances réelles des détecteurs.

Grâce à la mesure précise de l'IPC, nous avons pu développer des méthodes de correction spécifiques pour éliminer le biais systématique introduit par l'IPC. Tout d'abord, pour corriger l'effet de l'IPC sur le signal brut (en ADU) des détecteurs, une méthode de déconvolution par pixel a été mise en place. Cette approche consiste à utiliser une matrice de correction g obtenue par l'équation 6.5 en utilisant la transformation de Fourier de la matrice d'IPC h et celle d'une fonction de Dirac 2D δ de taille3×3.

$$g = \mathscr{F}^{-1}\left(\frac{\mathscr{F}(\delta)}{\mathscr{F}(h)}\right),$$

avec $\mathscr{F}$ la transformation de Fourier. En calculant cette matrice pour chaque pixel, puis en convoluant le signal, du pixel et de ses voisins, par cette matrice, il est possible de corriger l'effet de l'IPC sur le signal brut. La méthode a ensuite été validée en utilisant plusieurs jeux de données de type SPR acquises lors de la caractérisation du détecteur H2RG.

En raison des limitations en termes de calcul de cette méthode, une approche alternative a également été développée pour corriger spécifiquement l'effet de l'IPC sur la mesure du gain de conversion. En effet, le gain obtenu par la méthode classique de mean-variance est biaisée par la propagation du signal entre pixels voisins dû à l'IPC. Cette méthode

repose sur le formalisme introduit par Moore pour ajuster l'estimation de la variance en tenant compte de l'IPC. En adaptant ce formalisme à notre matrice d'IPC h, nous avons montré que le gain peut être corrigé de l'effet de l'IPC en utilisant uniquement un facteur de correction, noté k, d'après l'équation suivante :

$$g_{\text{true}} = \hat{g}\,k\,,$$
$$\text{avec } k = 1 - 2\sum_i \alpha_i + \left(\sum_i \alpha_i\right)^2 + \left(\sum_i \alpha_i^2\right)\,.$$

Ici, $\hat{g}$ est le gain mesuré par la méthode de mean-variance classique, et g_{true} est le gain corrigé de l'effet de l'IPC. Cette méthode a été validée en la comparant aux résultats obtenus en appliquant la méthode de mean-variance sur des données bruts corrigées d'IPC par la déconvolution présentée précédemment.

En appliquant cette nouvelle méthode de correction au détecteur H2RG d'Euclid, le gain moyen a été ajusté de $1.97\,\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$ à $1.87\,\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$, réduisant ainsi le biais de plus de 5 %. De plus, cette correction a révélé des différences notables dans les zones sans époxy, où le gain était environ 2,1 % plus élevé que dans les zones avec époxy, indiquant donc un effet réel de l'époxy sur le gain de conversion. Pour le détecteur ALFA, le gain moyen a également été ajusté, passant de $8.76\,\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$ à $8.25\,\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$, démontrant une correction d'un biais de 6 %. Ces résultats montrent clairement l'importance de la correction de l'IPC pour obtenir une mesure de gain précise et soulignent comment les caractéristiques internes des détecteurs, telles que la présence d'époxy, peuvent influencer les performances, renforçant ainsi l'importance d'une modélisation adaptée à chaque pixel pour garantir des observations scientifiques fiables.

Finalement, nous avons exploré l'impact de la non-linéarité de la réponse des pixels sur la mesure du gain de conversion et avons introduit des méthodes avancées pour corriger les biais associés. La méthode classique de mean-variance, linéaire par défaut, s'est avérée insuffisante, car elle ne tient pas compte des effets non linéaires, entraînant des mesures de gain qui augmentent avec la charge intégrée du pixel. En particulier, nous avons observé que le gain mesuré par cette méthode augmentait d'environ 0.9 % par $10\,\mathrm{ke}^-$ pour le H2RG et de 0.4 % pour le détecteur ALFA. Ce biais systématique se répercute sur l'estimation du flux lumineux et des autres paramètres de la réponse pixel, compromettant la précision des observations.

Pour remédier à ce problème, nous avons développé et validé deux nouvelles méthodes de mean-variance non-linéaires : NL2 et NL3. Celles-ci utilisent des modèles polynomiaux du second et du troisième ordre pour intégrer la non-linéarité dans le calcul de l'équation de variance. En appliquant ces méthodes aux détecteurs H2RG d'Euclid et ALFA, nous avons démontré que le gain mesuré par NL3 mean-variance reste constant avec la charge pour le H2RG, tandis que la NL2 mean-variance est plus adaptée pour ALFA. Des tests statistiques ont confirmé que ces modèles ajustent significativement mieux les courbes de mean-variance que la méthode classique, validant ainsi leur efficacité.

Grâce à ces méthodes, nous avons corrigé des biais observés sur les mesures du gain. Pour le H2RG, le gain moyen est passé de $1.97\,e^{-}ADU^{-1}$ à $1.90\,e^{-}ADU^{-1}$, corrigeant un biais de 3.6 %. Pour le détecteur ALFA, la correction a réduit le gain de $8.25\,e^{-}ADU^{-1}$ à $8.10\,e^{-}ADU^{-1}$, éliminant un biais de 1.8 %. Ces cartes de gain par superpixel ont également permis d'affiner la mesure d'autres paramètres critiques de la réponse pixel, notamment la QE. En appliquant un gain par superpixel plutôt qu'un gain moyen, nous avons pu distinguer les variations réelles de la QE des détecteurs H2RG et ALFA, révélant une meilleure homogénéité pour le H2RG. Ces résultats mettent en évidence l'importance d'une caractérisation précise et adaptée à chaque détecteur pour garantir des performances optimales dans des applications scientifiques exigeantes. Ces résultats soulignent l'impact significatif des nouvelles méthodes de correction sur la précision des mesures, permettant de mieux comprendre et contrôler les performances des détecteurs. En corrigeant les biais dans le modèle de réponse pixel, ces méthodes réduisent les erreurs systématiques dans l'estimation du flux lumineux reçu, améliorant ainsi la fiabilité des observations et la qualité des données scientifiques collectées.

Perspectives

Les avancées réalisées dans cette thèse ont permis de développer des méthodes de caractérisation avancées pour améliorer la modélisation et la correction de la réponse des pixels des détecteurs CIS, en particulier pour les missions Euclid et SVOM. Cependant, plusieurs défis subsistent et ouvrent de nouvelles pistes de recherche. Ces perspectives visent à affiner les modèles de réponse des pixels, à améliorer la caractérisation des détecteurs et à quantifier l'erreur systématique sur l'estimation du flux provenant des incertitudes sur les paramètres du modèle.

Amélioration du modèle de réponse pixel

L'amélioration de la modélisation de la réponse pixel demeure un axe central, notamment pour mieux comprendre et corriger les phénomènes complexes tels que la persistance et la diffusion. Malgré sa présence dans le modèle de réponse pixel, La persistance reste très mal comprise et notamment son influence sur la mesure des autres paramètres de la réponse pixel. Ce problème peut fausser les mesures de flux et introduire des biais pouvant atteindre plusieurs pourcents. Une modélisation précise de la persistance, qui prenne en compte les dépendances temporelles et spatiales des signaux résiduels, sera essentielle pour développer des stratégies de correction efficace.

Pour la diffusion, ou BFE, bien qu'une modélisation ait été proposée, sa présence dans le modèle de réponse pixel des missions est encore très rare. L'une des principales problématiques quant à l'inclusion du BFE dans les modèles de réponse pixel est la difficulté à la mesurer. En effet, si le banc de test utilisé pendant la caractérisation ne peut pas effectuer d'illumination non uniforme (point source ou masque), aucune méthode n'existe aujourd'hui pour estimer le BFE. Il est donc important de développer une telle

méthode, pourquoi pas en se basant sur la méthode de single pixel reset.

Simulation

Une autre perspective ouverte par un modèle de réponse pixel précis est la possibilité d'effectuer de meilleures simulations du comportement des pixels. Ces simulations peuvent avoir plusieurs rôles clés dans l'amélioration de la qualité des données scientifiques. Tout d'abord, elles peuvent être utilisées pour la préparation de la caractérisation au sol. Par exemple, en utilisant des simulations de Monte Carlo effectuées avec des paramètres attendus des modèles, il est possible d'estimer le nombre d'acquisitions nécessaires pour obtenir une précision suffisante pour rentrer dans les spécifications. Ensuite, elles peuvent être utilisées pour la validation et l'optimisation des stratégies de correction. En utilisant cette fois les paramètres du modèle estimés pendant la caractérisation pour la simulation, il sera possible de simuler avec précision les données qui seront obtenues en vol. Ces simulations permettront non seulement de valider les modèles, mais aussi de mieux comprendre l'impact des différentes corrections appliquées sur la qualité des données finales.

Erreur systématique sur l'estimation du flux

L'évaluation précise de l'erreur systématique sur l'estimation du flux provenant des incertitudes sur les paramètres du modèle obtenus durant la caractérisation est un autre axe de recherche crucial. Les corrections appliquées aux données des détecteurs, telles que celles liées à la non-linéarité ou à l'IPC, reposent sur des coefficients mesurés lors de la caractérisation, mais ces mesures sont elles-mêmes sujettes à des incertitudes. Ces erreurs ne sont pas toujours intégrées dans l'estimation finale de l'incertitude sur le flux lumineux mesuré, conduisant à une sous-estimation des erreurs totales. Nous pensons qu'il est critique de développer des méthodes pour estimer l'erreur systématique sur l'estimation du flux, provenant de la caractérisation. Encore une fois, l'utilisation de techniques de simulation, comme les Monte Carlo, permettrait d'évaluer l'impact des variations des paramètres de calibration sur les mesures de flux. En ajustant les paramètres du modèle de réponse pixel à l'intérieur de leurs marges d'erreur, on pourra estimer la variabilité des résultats et ainsi mieux quantifier l'incertitude sur les flux mesurés. Cela aidera à définir des stratégies de correction plus robustes et à estimer l'incertitude réelle sur les observations scientifiques.

Ces perspectives montrent qu'il reste encore beaucoup à explorer pour perfectionner la calibration des détecteurs IR, mais les bases établies dans cette thèse fournissent un cadre solide pour poursuivre ces efforts. En continuant à affiner la modélisation de la réponse des pixels et en développant des stratégies de correction adaptées, nous pourrons repousser les limites de la précision des observations en astronomie et cosmologie, ouvrant la voie à de nouvelles découvertes scientifiques majeures.

Bibliographie

[1] Michel MAYOR et Didier QUELOZ. « A Jupiter-mass Companion to a Solar-Type Star ». In : *Nature* 378 (nov. 1995), p. 355-359. ISSN : 0028-0836. DOI : 10.1038/378355a0 (cf. p. 22).

[2] Adam G. RIESS, Alexei V. FILIPPENKO, Peter CHALLIS et al. « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant ». In : *The Astronomical Journal* 116.3 (sept. 1998), p. 1009-1038. ISSN : 00046256. DOI : 10.1086/300499. arXiv : astro-ph/9805201 (cf. p. 22).

[3] Ivo LABBE, Pieter VAN DOKKUM, Erica NELSON et al. « A Population of Red Candidate Massive Galaxies ~600 Myr after the Big Bang ». In : *Nature* 616.7956 (avr. 2023), p. 266-269. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-023-05786-2. arXiv : 2207.12446 [astro-ph] (cf. p. 22).

[4] W. S. BOYLE et G. E. SMITH. « Charge Coupled Semiconductor Devices ». In : *The Bell System Technical Journal* 49.4 (avr. 1970), p. 587-593. ISSN : 0005-8580. DOI : 10.1002/j.1538-7305.1970.tb01790.x (cf. p. 22).

[5] Eric R. FOSSUM. « Active Pixel Sensors : Are CCDs Dinosaurs ? » In : 1900 (juill. 1993), p. 2-14. DOI : 10.1117/12.148585 (cf. p. 22).

[6] M. BIGAS, E. CABRUJA, J. FOREST et al. « Review of CMOS Image Sensors ». In : *Microelectronics Journal* 37.5 (mai 2006), p. 433-451. ISSN : 1879-2391. DOI : 10.1016/j.mejo.2005.07.002 (cf. p. 24).

[7] P. DELPIERRE. « Pixels Detectors and Silicon X-rays Detectors ». In : *Le Journal de Physique IV* 04.C9 (nov. 1994), p. C9-18. ISSN : 1155-4339. DOI : 10.1051/jp4:1994902 (cf. p. 24).

[8] James D. GARNETT, Mark C. FARRIS, Selmer S. WONG et al. « 2K X 2K Molecular Beam Epitaxy HgCdTe Detectors for the James Webb Space Telescope NIRCam Instrument ». In : 5499 (sept. 2004), p. 35-46. DOI : 10.1117/12.553063 (cf. p. 24).

[9] Gregory MOSBY, Bernard J. RAUSCHER, Chris BENNETT et al. « Properties and Characteristics of the Nancy Grace Roman Space Telescope H4RG-10 Detectors ». In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 6 (oct. 2020), p. 046001. DOI : 10.1117/1.JATIS.6.4.046001 (cf. p. 24, 26, 106).

[10] Euclid COLLABORATION, M. CROPPER, A. AL-BAHLAWAN et al. *Euclid. II. The VIS Instrument*. Mai 2024. DOI : 10.48550/arXiv.2405.13492. arXiv : 2405.13492 [astro-ph] (cf. p. 24).

[11] Antoni ROGALSKI. « Recent Progress in HgCdTe Infrared Detector Technology ». In : *Infrared Physics & Technology - INFRARED PHYS TECHNOL* 54 (mai 2011), p. 136-154. DOI : 10.1016/j.infrared.2010.12.003 (cf. p. 25, 45).

[12] Nagaraja BEZAWADA, Derek IVES et Guy WOODHOUSE. « Characterization of VISTA IR Detectors ». In : 5499 (sept. 2004), p. 23-34. DOI : 10.1117/12.550546 (cf. p. 26).

[13] Will SUTHERLAND, Jim EMERSON, Gavin DALTON et al. « The Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy (VISTA) : Design, Technical Overview, and Performance ». In : *Astronomy & Astrophysics* 575 (mars 2015), A25. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : 10.1051/0004-6361/201424973 (cf. p. 26).

[14] Olivier GRAVRAND, Clément LOBRE, Jean-Louis SANTAILLER et al. « Fabrication and Characterization of a High Performance NIR 2kx2k MCT Array at CEA and Lynred for Astronomy Applications ». In : 12107 (mai 2022), p. 1210706. DOI : 10.1117/12.2618857 (cf. p. 26).

[15] J. -L. ATTEIA, B. CORDIER et J. WEI. « The SVOM Mission ». In : *International Journal of Modern Physics D* 31 (avr. 2022), p. 2230008. ISSN : 0218-2718. DOI : 10.1142/S0218271822300087 (cf. p. 26).

[16] R. BLANK, S. ANGLIN, J. W. BELETIC et al. « The HxRG Family of High Performance Image Sensors for Astronomy ». In : 437 (avr. 2011), p. 383 (cf. p. 26, 59, 72).

[17] G. TINETTI, P. DROSSART, P. ECCLESTON et al. « The Science of ARIEL (Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey) ». In : *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. T. 9904. SPIE, juill. 2016, p. 658-667. DOI : 10.1117/12.2232370 (cf. p. 26).

[18] T. PICHON, V. SCHWARTZ, A. GOUGEON et al. « ARIEL Early Engineering Model H1RG IR Detector : Test Bench Description and First Characterization Results ». In : 12191 (août 2022), 121911P. DOI : 10.1117/12.2630239 (cf. p. 26).

[19] O. GRASSET, M. K. DOUGHERTY, A. COUSTENIS et al. « JUpiter ICy Moons Explorer (JUICE) : An ESA Mission to Orbit Ganymede and to Characterise the Jupiter System ». In : *Planetary and Space Science* 78 (avr. 2013), p. 1-21. ISSN : 0032-0633. DOI : 10.1016/j.pss.2012.12.002 (cf. p. 26).

[20] Miriam E. CISNEROS-GONZÁLEZ, David BOLSÉE, Nuno PEREIRA et al. « MAJIS/JUICE VIS-NIR FM and SM Detectors Characterization ». In : *Space Telescopes and Instrumentation 2020 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. T. 11443. SPIE, déc. 2020, p. 271-285. DOI : 10.1117/12.2562063 (cf. p. 26).

[21] Y. MELLIER, ABDURRO'UF, J. A. Acevedo BARROSO et al. *Euclid. I. Overview of the Euclid Mission*. Mai 2024. DOI : 10.48550/arXiv.2405.13491. arXiv : 2405.13491 [astro-ph] (cf. p. 26, 27).

[22] K. JAHNKE, W. GILLARD, M. SCHIRMER et al. *Euclid. III. The NISP Instrument*. Mai 2024. DOI : 10.48550/arXiv.2405.13493. arXiv : 2405.13493 [astro-ph] (cf. p. 26, 51).

[23] Aurélia SECROUN, Benoit SERRA, Jean Claude CLÉMENS et al. « Characterization of H2RG IR Detectors for the Euclid NISP Instrument ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII*. T. 9915. SPIE, juill. 2016, p. 649-657. DOI : 10.1117/12.2232070 (cf. p. 26, 70).

[24] Bernard J. RAUSCHER, Nicholas BOEHM, Steve CAGIANO et al. « New and Better Detectors for the JWST Near-Infrared Spectrograph ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 126.942 (août 2014), p. 739. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1086/677681 (cf. p. 26).

[25] Naidu BEZAWADA, Elizabeth GEORGE, Derek IVES et al. « Infrared Detectors for First Generation Extremely Large Telescope Instruments and Their Characterization Program ». In : *Astronomische Nachrichten* n/a.n/a (avr. 2023), e20230061. ISSN : 1521-3994. DOI : 10.1002/asna.20230061 (cf. p. 26).

[26] G. H. RIEKE, M. E. RESSLER, Jane E. MORRISON et al. « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope, VII : The MIRI Detectors ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953 (juill. 2015), p. 665. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1086/682257 (cf. p. 26).

[27] M. R. SOMAN, E. a. H. ALLANWOOD, A. D. HOLLAND et al. « Electro-Optic and Radiation Damage Performance of the CIS115, an Imaging Sensor for the JANUS Optical Camera on-Board JUICE ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII*. T. 9915. SPIE, août 2016, p. 430-437. DOI : 10.1117/12.2234290 (cf. p. 26).

[28] Timothee GREFFE, Roger SMITH, Myles SHERMAN et al. *Characterization of Low Light Performance of a CMOS Sensor for Ultraviolet Astronomical Applications*. Mars 2022. DOI : 10.48550/arXiv.2112.01691. arXiv : 2112.01691 [astro-ph] (cf. p. 26).

[29] S. R. KULKARNI, Fiona A. HARRISON, Brian W. GREFENSTETTE et al. *Science with the Ultraviolet Explorer (UVEX)*. Jan. 2023. DOI : 10.48550/arXiv.2111.15608. arXiv : 2111.15608 [astro-ph] (cf. p. 26).

[30] Michael E. HOENK, April D. JEWELL, Gillian KYNE et al. « 2D-doped Silicon Detectors for UV/Optical/NIR and x-Ray Astronomy ». In : *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*. T. 12191. SPIE, août 2022, p. 354-373. DOI : 10.1117/12.2631542 (cf. p. 26).

[31] Patrick CÔTE, Alan SCOTT, Michael BALOGH et al. « CASTOR : The Cosmological Advanced Survey Telescope for Optical and Ultraviolet Research ». In : *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. T. 8442. SPIE, sept. 2012, p. 433-450. DOI : 10.1117/12.926198 (cf. p. 26).

[32] Yuichiro EZOE, Ryu FUNASE, Harunori NAGATA et al. « GEOspace X-ray Imager (GEO-X) ». In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 9.3 (sept. 2023), p. 034006. ISSN : 2329-4124, 2329-4221. DOI : 10.1117/1.JATIS.9.3.034006 (cf. p. 26).

[33] Bernard J. RAUSCHER, Ori FOX, Pierre FERRUIT et al. « Detectors for the James Webb Space Telescope Near-Infrared Spectrograph. I. Readout Mode, Noise Model, and Calibration Considerations ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 119 (juill. 2007), p. 768-786. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1086/520887 (cf. p. 27, 50, 74).

[34] Giovanna TINETTI. *ARIEL Groun Calibration Plan*. 2017 (cf. p. 27).

[35] ATTEIA, J-L. *CAGIRE Science Requirements*. Déc. 2018 (cf. p. 27).

[36] BARBIER, R. *NI-SCS Characterisation Requirements*. Sept. 2016 (cf. p. 27).

[37] T. BIESIADZINSKI, W. LORENZON, R. NEWMAN et al. « Reciprocity Failure in HgCdTe Detectors : Measurements and Mitigation ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 123.906 (juill. 2011), p. 958. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1086/661793 (cf. p. 31, 74).

[38] Aurélia SECROUN, Jean-Claude CLÉMENS, Anne EALET et al. « Euclid Flight H2RG IR Detectors : Per Pixel Conversion Gain from on-Ground Characterization for the Euclid NISP Instrument ». In : *SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2018*. T. 10709. Austin, United States, juin 2018, p. 1070921. DOI : 10.1117/12.2312518 (cf. p. 31, 121).

[39] Ami CHOI et Christopher M. HIRATA. « Brighter-Fatter Effect in near-Infrared Detectors – II. Auto-correlation Analysis of H4RG-10 Flats ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 132.1007 (jan. 2020), p. 014502. ISSN : 0004-6280, 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/ab4504. arXiv : 1906.01847 [astro-ph] (cf. p. 31, 74).

[40] Charles KITTEL et Paul MCEUEN. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, 2005. ISBN : 978-81-265-3518-7 (cf. p. 36).

[41] A. EINSTEIN. « Über Einen Die Erzeugung Und Verwandlung Des Lichtes Betreffenden Heuristischen Gesichtspunkt ». In : *Annalen der Physik* 322 (jan. 1905), p. 132-148. ISSN : 0003-3804. DOI : 10.1002/andp.19053220607 (cf. p. 38).

[42] J. TAUC, R. GRIGOROVICI et A. VANCU. « Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium ». In : *Physica Status Solidi B Basic Research* 15 (jan. 1966), p. 627-637. ISSN : 0370-1972. DOI : 10.1002/pssb.19660150224 (cf. p. 38).

[43] O.I. DOSUNMU, D.D. CANNON, M.K. EMSLEY et al. « Resonant Cavity Enhanced Ge Photodetectors for 1550 Nm Operation on Reflecting Si Substrates ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 10.4 (juill. 2004), p. 694-701. ISSN : 1558-4542. DOI : 10.1109/JSTQE.2004.833900 (cf. p. 39).

[44] Peter Y. YU et Manuel CARDONA. *Fundamentals of Semiconductors*. Graduate Texts in Physics. Berlin, Heidelberg : Springer, 2005. ISBN : 978-3-540-25470-6 978-3-540-26475-0. DOI : 10.1007/b137661 (cf. p. 39).

[45] D. NEAMEN. *Semiconductor Physics and Devices*. Elsevier. T. 9. Materials Today. Mai 2006 (cf. p. 40).

[46] James R. JANESICK. *Scientific Charge-Coupled Devices*. 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA : SPIE, jan. 2001. ISBN : 978-0-8194-3698-6. DOI : 10.1117/3.374903 (cf. p. 41, 51, 52, 55, 80, 82).

[47] J. G. FOSSUM, R. P. MERTENS, D. S. LEE et al. « Carrier Recombination and Lifetime in Highly Doped Silicon ». In : *Solid State Electronics* 26 (juin 1983), p. 569-576. ISSN : 0038-1101. DOI : 10.1016/0038-1101(83)90173-9 (cf. p. 44).

[48] W. ZULEHNER. « Czochralski Growth of Silicon ». In : *Journal of Crystal Growth* 65.1 (déc. 1983), p. 189-213. ISSN : 0022-0248. DOI : 10.1016/0022-0248(83)90051-9 (cf. p. 45).

[49] Marian A. HERMAN et Helmut SITTER. *Molecular Beam Epitaxy : Fundamentals and Current Status*. Springer Science & Business Media, déc. 2012. ISBN : 978-3-642-80060-3 (cf. p. 45).

[50] E. KUPHAL. « Liquid Phase Epitaxy ». In : *Applied Physics A* 52.6 (juin 1991), p. 380-409. ISSN : 1432-0630. DOI : 10.1007/BF00323650 (cf. p. 45).

[51] S. KRISHNAMURTHY, M. A. BERDING et Z. G. YU. « Minority Carrier Lifetimes in HgCdTe Alloys ». In : *Journal of Electronic Materials* 35.6 (juin 2006), p. 1369-1378. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-006-0270-2 (cf. p. 46).

[52] B. TOOLE, C. PLETT et M. CLOUTIER. « RF Circuit Implications of Moderate Inversion Enhanced Linear Region in MOSFETs ». In : *IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Regular Papers* 51.2 (fév. 2004), p. 319-328. ISSN : 1558-0806. DOI : 10.1109/TCSI.2003.822400 (cf. p. 47).

[53] Fabrice GUELLEC, Cenys CERVERA, V. MOREAU et al. *ROIC Development at CEA for SWIR Detectors : Pixel Circuit Architecture and Trade-Offs*. Nov. 2017. DOI : 10.1117/12.2304212 (cf. p. 48).

[54] Jonathan YU. « Charge Injection and Clock Feedthrough ». Master of Science. San Jose, CA, USA : San Jose State University, 2010. DOI : 10.31979/etd.uss3-xrf5 (cf. p. 49).

[55] S. H. MOSELEY, Richard G. ARENDT, D. J. FIXSEN et al. « Reducing the Read Noise of H2RG Detector Arrays : Eliminating Correlated Noise with Efficient Use of Reference Signals ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IV*. T. 7742. SPIE, juill. 2010, p. 404-412. DOI : 10.1117/12.866773 (cf. p. 50).

[56] Alexander SOIBEL, David Z. TING, Anita M. FISHER et al. « Temperature Dependence of Diffusion Length and Mobility in Mid-Wavelength InAs/InAsSb Superlattice Infrared Detectors ». In : *Applied Physics Letters* 117.23 (déc. 2020), p. 231103. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/5.0027230 (cf. p. 51).

[57] J. B. JOHNSON. « Thermal Agitation of Electricity in Conductors ». In : *Physical Review* 32.1 (juill. 1928), p. 97-109. DOI : 10.1103/PhysRev.32.97 (cf. p. 52).

[58] H. NYQUIST. « Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors ». In : *Physical Review* 32.1 (juill. 1928), p. 110-113. DOI : 10.1103/PhysRev.32.110 (cf. p. 52).

[59] Alix Nouvel DE LA FLÈCHE, Jean-Luc ATTEIA, Jérémie BOY et al. « CAGIRE : A Wide-Field NIR Imager for the COLIBRI 1.3 Meter Robotic Telescope ». In : *Experimental Astronomy* 56.2-3 (déc. 2023), p. 645-685. ISSN : 0922-6435, 1572-9508. DOI : 10.1007/s10686-023-09903-x. arXiv : 2306.03716 [astro-ph] (cf. p. 53).

[60] A. M. FOWLER et Ian GATLEY. « Demonstration of an Algorithm for Read-Noise Reduction in Infrared Arrays ». In : *The Astrophysical Journal* 353 (avr. 1990), p. L33. ISSN : 0004-637X. DOI : 10.1086/185701 (cf. p. 53).

[61] D. J. FIXSEN, J. D. OFFENBERG, R. J. HANISCH et al. « Cosmic-Ray Rejection and Readout Efficiency for Large-Area Arrays ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 112 (oct. 2000), p. 1350-1359. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1086/316626 (cf. p. 54).

[62] Bogna KUBIK, Remi BARBIER, Eric CHABANAT et al. « A New Signal Estimator from the NIR Detectors of the Euclid Mission ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 128.968 (sept. 2016), p. 104504. DOI : 10.1088/1538-3873/128/968/104504 (cf. p. 54, 122).

[63] Ralf WIDENHORN, Morley M. BLOUKE, Alexander WEBER et al. « Temperature Dependence of Dark Current in a CCD ». In : *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications III*. T. 4669. SPIE, avr. 2002, p. 193-201. DOI : 10.1117/12.463446 (cf. p. 56).

[64] T. BÖKER, T. L. BECK, S. M. BIRKMANN et al. « In-Orbit Performance of the Near-infrared Spectrograph NIRSpec on the James Webb Space Telescope ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 135.1045 (mars 2023), p. 038001. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/acb846 (cf. p. 56).

[65] Chenming HU. *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*. T. 2. Prentice Hall Upper Saddle River, NJ, 2010 (cf. p. 56).

[66] A. A. PLAZAS, C. SHAPIRO, R. SMITH et al. « Nonlinearity and Pixel Shifting Effects in HXRG Infrared Detectors ». In : *Journal of Instrumentation* 12.04 (avr. 2017), p. C04009-C04009. ISSN : 1748-0221. DOI : 10.1088/1748-0221/12/04/C04009 (cf. p. 56, 57, 133).

[67] Christopher M. HIRATA et Ami CHOI. « Brighter-Fatter Effect in near-Infrared Detectors – I. Theory of Flat Auto-Correlations ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 132.1007 (jan. 2020), p. 014501. ISSN : 0004-6280, 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/ab44f7. arXiv : 1906.01846 (cf. p. 56, 57, 61, 83, 133).

[68] A. A. PLAZAS, C. SHAPIRO, A. KANNAWADI et al. « The Effect of Detector Nonlinearity on WFIRST PSF Profiles for Weak Gravitational Lensing Measurements ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 128 (oct. 2016), p. 104001. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1088/1538-3873/128/968/104001 (cf. p. 57).

[69] William D. VACCA, Michael C. CUSHING et John T. RAYNER. « Nonlinearity Corrections and Statistical Uncertainties Associated with Near-Infrared Arrays ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 116 (avr. 2004), p. 352-361. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1086/382906 (cf. p. 57).

[70] Bogna KUBIK, Remi BARBIER, Alain CASTERA et al. « Impact of Noise Covariance and Nonlinearities in NIR H2RG Detectors ». In : 9154 (juill. 2014), 91541Q. DOI : 10.1117/12.2055318 (cf. p. 57, 76).

[71] Alicia Michelle CANIPE, Massimo ROBBERTO et Bryan HILBERT. « A New Non-Linearity Correction Method for the JWST Near-Infrared Camera ». In : 230 (juin 2017), p. 114.02 (cf. p. 57, 76, 83).

[72] W. SHOCKLEY. « The Theory of *P-n* Junctions in Semiconductors and *p-n* Junction Transistors ». In : *Bell System Technical Journal* 28.3 (juill. 1949), p. 435-489. ISSN : 00058580. DOI : 10.1002/j.1538-7305.1949.tb03645.x (cf. p. 57).

[73] Roger M. SMITH, Maximilian ZAVODNY, Gustavo RAHMER et al. « A Theory for Image Persistence in HgCdTe Photodiodes ». In : 7021 (juill. 2008), 70210J. DOI : 10.1117/12.789372 (cf. p. 58).

[74] Gert FINGER, Peter BIEREICHEL, Hamid MEHRGAN et al. « Infrared Detector Development Programs for the VLT Instruments at the European Southern Observatory ». In : 3354 (août 1998), p. 87-98. DOI : 10.1117/12.317209 (cf. p. 58).

[75] Jarron M. LEISENRING, Marcia RIEKE, Karl MISSELT et al. « Characterizing Persistence in JWST NIRCam Flight Detectors ». In : 9915 (août 2016), 99152N. DOI : 10.1117/12.2233917 (cf. p. 58).

[76] Simon TULLOCH et Elizabeth GEORGE. « Predictive Model of Persistence in H2RG Detectors ». In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 5.03 (sept. 2019), p. 1. ISSN : 2329-4124. DOI : 10.1117/1.JATIS.5.3.036004. arXiv : 1908.06469 [astro-ph, physics:physics] (cf. p. 58).

[77] Titouan LE GOFF. *Etude de La Persistance Dans Les Rétines Proches IR En HgCdTe Pour Les Applications En Astronomie*. http ://www.theses.fr/s210637. Mars 2022 (cf. p. 58).

[78] Nom de l'organisation ou AUTEUR. *JWST calibration pipeline developers*. 2024. URL : https://jwst-pipeline.readthedocs.io/en/stable/jwst/persistence/description.html (cf. p. 58).

[79] Andrew C. MOORE, Zoran NINKOV, Gregory S. BURLEY et al. « Operation and Test of Hybridized Silicon P-i-n Arrays Using Open-Source Array Control Hardware and Software ». In : *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications IV*. T. 5017. SPIE, mai 2003, p. 240-253. DOI : 10.1117/12.479712 (cf. p. 59).

[80] Lee D. FEINBERG, Erin WOLF, Scott ACTON et al. « Commissioning the James Webb Space Telescope Optical Telescope Element ». In : 12180 (août 2022), 121800T. DOI : 10.1117/12.2628626 (cf. p. 59).

[81] René DOYON, Chris J. WILLOTT, John B. HUTCHINGS et al. « The Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph for the James Webb Space Telescope. I. Instrument Overview and In-flight Performance ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 135 (sept. 2023), p. 098001. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1088/1538-3873/acd41b (cf. p. 59).

[82] Arun KANNAWADI, Charles A. SHAPIRO, Rachel MANDELBAUM et al. « The Impact of Interpixel Capacitance in CMOS Detectors on PSF Shapes and Implications for WFIRST ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 128.967 (juin 2016), p. 095001. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/128/967/095001 (cf. p. 59, 108, 115).

[83] Andrew MOORE, Zoran NINKOV et William FORREST. « Interpixel Capacitance in Nondestructive Focal Plane Arrays ». In : *Proc SPIE* (jan. 2004). DOI : 10.1117/12.507330 (cf. p. 59, 60, 77, 108, 119).

[84] R. P. DUDIK, M. JORDAN, B. N. DORLAND et al. « Inter-Pixel Crosstalk in Teledyne Imaging Sensors (TIS) H4RG-10 Detectors ». In : *Applied Optics* 51.15 (mai 2012), p. 2877. ISSN : 1559-128X, 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.51.002877 (cf. p. 60, 72, 107).

[85] P. ANTILOGUS, P. ASTIER, P. DOHERTY et al. « The Brighter-Fatter Effect and Pixel Correlations in CCD Sensors ». In : *Journal of Instrumentation* 9.03 (mars 2014), p. C03048-C03048. ISSN : 1748-0221. DOI : 10.1088/1748-0221/9/03/C03048. arXiv : 1402.0725 [astro-ph] (cf. p. 60).

[86] Andrés A. PLAZAS, Charles A. SHAPIRO, R. SMITH et al. « Laboratory Measurement of the Brighter-Fatter Effect in an H2RG Infrared Detector ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 130.988 (juin 2018), p. 065004. ISSN : 0004-6280, 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/aab820. arXiv : 1712.06642 (cf. p. 60).

[87] Ioannis ARGYRIOU, Craig LAGE, George H. RIEKE et al. « The Brighter-Fatter Effect in the JWST MIRI Si :As IBC Detectors I. Observations, Impact on Science, and Modelling ». In : *Astronomy & Astrophysics* 680 (déc. 2023), A96. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : 10.1051/0004-6361/202346490. arXiv : 2303.13517 [astro-ph] (cf. p. 60).

[88] Jane E. MORRISON, Daniel DICKEN, Ioannis ARGYRIOU et al. « JWST MIRI Flight Performance : Detector Effects and Data Reduction Algorithms ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 135.1049 (août 2023), p. 075004. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/acdea6 (cf. p. 61).

[89] G. W. FRASER, A. F. ABBEY, A. HOLLAND et al. « The X-ray Energy Response of Silicon Part A. Theory ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 350 (oct. 1994), p. 368-378. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/0168-9002(94)91185-1 (cf. p. 67).

[90] Ori FOX, Augustyn WACZYNSKI, Yiting WEN et al. « The 55Fe X-Ray Energy Response of Mercury Cadmium Telluride Near-Infrared Detector Arrays ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 121.881 (juin 2009), p. 743. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1086/605131 (cf. p. 67, 77).

[91] S. SESHADRI, D. M. COLE, B. R. HANCOCK et al. « Mapping Electrical Crosstalk in Pixelated Sensor Arrays ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*. T. 7021. SPIE, juill. 2008, p. 54-64. DOI : 10.1117/12.790150 (cf. p. 67, 88).

[92] G. FINGER, R. DORN, M. MEYER et al. « Interpixel Capacitance in Large Format CMOS Hybrid Arrays ». In : *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 6276 (juin 2006). DOI : 10.1117/12.671828 (cf. p. 67, 98).

[93] G. FINGER, James BELETIC, Reinhold DORN et al. « Conversion Gain and Interpixel Capacitance of Cmos Hybrid Focal Plane Arrays ». In : *Experimental Astronomy* 19 (jan. 2005), p. 135-147. DOI : 10.1007/s10686-005-9014-1 (cf. p. 72, 80, 87).

[94] Michael W. REGAN et Louis E. BERGERON. « Zero Dark Current in H2RG Detectors : It Is All Multiplexer Glow ». In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 6 (jan. 2020), p. 016001. DOI : 10.1117/1.JATIS.6.1.016001 (cf. p. 74).

[95] Kevan DONLON, Zoran NINKOV, Stefi BAUM et al. « Modeling of Hybridized IR Arrays for Characterization of Interpixel Capacitive Coupling ». In : *Optical Engineering* 56.2 (fév. 2017), p. 024103. ISSN : 0091-3286. DOI : 10.1117/1.OE.56.2.024103 (cf. p. 77, 108, 109).

[96] Giovanna GIARDINO, Marco SIRIANNI, Stephan M. BIRKMANN et al. « NIRSpec Detectors : Noise Properties and the Effect of Signal Dependent Inter-Pixel Crosstalk ». In : 8453 (juill. 2012), 84531T. DOI : 10.1117/12.925357 (cf. p. 77, 107).

[97] Aaron HENDRICKSON et David P. HAEFNER. « A Comparative Study of Methods to Estimate Conversion Gain in Sub-Electron and Multi-Electron Read Noise Regimes ». In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXXIV*. Juin 2023, p. 26. DOI : 10.1117/12.2663357. arXiv : 2304.14164 [physics] (cf. p. 80).

[98] L. MORTARA et A. FOWLER. « Evaluations of Charge-Coupled Device / CCD / Performance for Astronomical Use ». In : 290 (jan. 1981), p. 28. DOI : 10.1117/12.965833 (cf. p. 80).

[99] B. P. BEECKEN et E. R. FOSSUM. « Determination of the Conversion Gain and the Accuracy of Its Measurement for Detector Elements and Arrays ». In : *Applied Optics* 35.19 (juill. 1996), p. 3471-3477. ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.35.003471 (cf. p. 81).

[100] James JANESICK, James T. ANDREWS et Tom ELLIOTT. « Fundamental Performance Differences between CMOS and CCD Imagers : Part 1 ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy II*. T. 6276. SPIE, juin 2006, p. 208-226. DOI : 10.1117/12.678867 (cf. p. 82).

[101] Bedabrata PAIN et Bruce R. HANCOCK. « Accurate Estimation of Conversion Gain and Quantum Efficiency in CMOS Imagers ». In : *Electronic Imaging 2003*. Sous la dir. de Morley M. BLOUKE, Nitin SAMPAT et Ricardo J. MOTTA. Santa Clara, CA, mai 2003, p. 94. DOI : 10.1117/12.483900 (cf. p. 82).

[102] Nagaraja BEZAWADA, Derek IVES et David ATKINSON. « Conversion Gain Non-Linearity and Its Correction in Hybridised near Infrared Detectors ». In : *Focal Plane Arrays for Space Telescopes III*. T. 6690. SPIE, sept. 2007, p. 40-50. DOI : 10.1117/12.732454 (cf. p. 82).

[103] Gregory R. ZENGILOWSKI, Craig W. MCMURTRY, Judith L. PIPHER et al. « Signal Nonlinearity Measurements and Corrections in MWIR and LWIR HgCdTe H2RG Arrays for NEO Surveyor ». In : *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IX*. T. 11454. SPIE, déc. 2020, p. 616-633. DOI : 10.1117/12.2563138 (cf. p. 83).

[104] Andrew C. MOORE, Zoran NINKOV et William J. FORREST. « Quantum Efficiency Overestimation and Deterministic Cross Talk Resulting from Interpixel Capacitance ». In : *Optical Engineering* 45.7 (juill. 2006), p. 076402. ISSN : 0091-3286, 1560-2303. DOI : 10.1117/1.2219103 (cf. p. 83, 119).

[105] P. R. MCCULLOUGH, M. REGAN, L. BERGERON et al. « Quantum Efficiency and Quantum Yield of an HgCdTe Infrared Sensor Array ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 120.869 (juill. 2008), p. 759. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1086/590161 (cf. p. 83).

[106] Bogna KUBIK, Remi BARBIER, Alain CASTERA et al. « Impact of Common Modes Correlations and Time Sampling on the Total Noise of a H2RG Near-IR Detector ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*. T. 9154. SPIE, juill. 2014, p. 427-439. DOI : 10.1117/12.2055071 (cf. p. 93).

[107] Bernard J. RAUSCHER. « Teledyne H1RG, H2RG, and H4RG Noise Generator ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.957 (2015), p. 1144-1151. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1086/684082. JSTOR : 10.1086/684082 (cf. p. 108).

[108] M. BROWN, M. SCHUBNELL et G. TARLÉ. « Correlated Noise and Gain in Unfilled and Epoxy-Underfilled Hybridized HgCdTe Detectors ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 118 (oct. 2006), p. 1443-1447. ISSN : 0004-6280. DOI : 10.1086/508235 (cf. p. 108).

[109] Derek IVES, Domingo ALVAREZ, Naidu BEZAWADA et al. « Characterisation, Performance, and Operational Aspects of the H4RG-15 near Infrared Detectors for the MOONS Instrument ». In : *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IX*. Déc. 2020, p. 67. DOI : 10.1117/12.2562408. arXiv : 2012.08183 [astro-ph, physics:physics] (cf. p. 109).

[110] P. MCCULLOUGH. *Inter-Pixel Capacitance : Prospects for Deconvolution*. Rapp. tech. Août 2008, p. 26 (cf. p. 115).

[111] Kevan DONLON, Zoran NINKOV et Stefi BAUM. « Point-Spread Function Ramifications and Deconvolution of a Signal Dependent Blur Kernel Due to Interpixel Capacitive Coupling ». In : 130.989 (juin 2018), p. 074503. ISSN : 1538-3873. DOI : 10.1088/1538-3873/aac261 (cf. p. 116).

[112] Nicolas FOURMANOIT. *Euclid Internal Documentation*. Rapp. tech. 2021 (cf. p. 133).

[113] C BONFERRONI. « Teoria Statistica Delle Classi e Calcolo Delle Probabilita ». In : *Pubblicazioni del R Istituto Superiore di Scienze Economiche e Commericiali di Firenze* 8 (1936), p. 3-62 (cf. p. 137).

ANNEXES

A. Incertitude sur la mesure du flux

Dans cette annexe sont explicités les calculs d'incertitudes sur la mesure du flux pour les méthodes CDS et Fowler-M.

A.1. CDS

Le mode de lecture CDS consiste à effectuer deux lectures du pixel séparées par un temps d'intégration T_i afin de mesurer le flux lumineux reçu par le pixel. En notant S_{start} le signal mesuré en ADU lors de la première lecture et S_{end} le signal mesuré en ADU lors de la deuxième lecture, on peut obtenir le flux en e/s par l'opération :

$$F_e = g\left(\frac{S_{end} - S_{start}}{T_i}\right), \tag{A.1}$$

Avec g le gain de conversion en e^-/ADU. Pour calculer l'incertitude sur cette mesure, on note :

- $\mathbf{f}$ le signal accumulé en électrons entre les 2 lectures qui suit une loi de Poisson de moyenne $\bar{f}$.
- $\mathbf{r_i}$ le bruit de lecture de la lecture $\mathbf{i}$ qui suit une loi gaussienne de moyenne nulle et d'écart type $\sigma_{\mathbf{r}}$.
- $\mathbf{f_0}$ le signal (en électron) déjà présent au moment de la première lecture lue.

On peut ainsi exprimer le signal en ADU de la première lecture comme :

$$S_{start} = \frac{1}{g} * (f_0 + r_1)$$

et celui de la deuxième lecture comme :

$$S_{end} = \frac{1}{g} * (f_0 + r_2 + f)\,.$$

La variance de la mesure du flux est donc :

$$\begin{aligned} Var(F_e) &= \frac{g^2}{T_i^2} Var(S_{end} - S_{start}) \\ &= \frac{g^2}{T_i^2} Var\left(\frac{1}{g}(r_2 - r_1) + \frac{1}{g} f\right) \\ &= \frac{1}{T_i^2} \left(Var(r_2 - r_1) + Var(f)\right) \\ &= \frac{1}{T_i^2} \left(2\sigma_r^2 + \bar{f}\right) \end{aligned}$$

Finalement l'incertitude sur la mesure du flux en électrons par la méthode CDS est :

$$\sigma_{F_e} = \frac{1}{T_i} \left(\sqrt{2\sigma_r^2 + \bar{f}}\right) \tag{A.2}$$

A.2. Fowler-M

Dans l'objectif de réduire le bruit de lecture, On peut utiliser la méthode de Fowler. Le principe de cette méthode est de réaliser un double échantillonnage corrélé, mais en moyennant un nombre M de lectures en début de rampe et un nombre M de lectures en fin de rampe. Le flux en électrons.s^{-1} est alors donné par :

$$F_e = \frac{g}{M} \frac{\left(S^2 - S^1\right)}{T_{\text{exp}}}, \tag{A.3}$$

avec S^1 et S^2 les moyennes des lectures en début de rampe et en fin de rampe respectivement et T_{exp} le temps d'exposition, soit le temps entre la première frame et la frame (n-M). Pour calculer l'incertitude sur cette mesure, on note :

- $\mathbf{r_i^k}$ avec $i \in [1,M]$ et $k \in [1,2]$ le bruit de lecture (en électrons) de l'image i du groupe k, où k est égal à 1 pour le groupe de début de rampe et 2 pour celui de fin de rampe. Ces bruits de lecture sont supposés non corrélés et suivent une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart type σ_r.
- $\mathbf{f_i^k}$ le signal accumulé en électrons entre l'image i+1 et i du groupe k. Ces signaux sont stochastiquement indépendants et suivent tous une loi de Poisson de moyenne $\bar{f}$.
- $\mathbf{f_0}$ le signal (en électron) déjà présent au moment de la première lecture.
- $\mathbf{h}$ le signal accumulé en électrons entre la dernière image du groupe 1 et la première image du groupe 2, ce signal suit une loi de Poisson de moyenne $\bar{g}$.
- $\mathbf{g}$ le gain de conversion en ADU/électron du détecteur.

On peut alors exprimer le signal S_i^1 en ADU lue pour chaque image du groupe 1 :

$$\begin{aligned}
S_1^1 &= \frac{1}{g}(r_1^1 + f_0) \\
S_2^1 &= \frac{1}{g}(r_2^1 + f_0 + f_1^1) \\
S_3^1 &= \frac{1}{g}(r_3^1 + f_0 + f_2^1 + f_1^1) \\
&... \\
S_m^1 &= \frac{1}{g}(r_m^1 + f_0 + ... + f_{m-1}^1)\,.
\end{aligned}$$

De même pour le signal S_i^2 mesuré pour chaque image du groupe 2 :

$$\begin{aligned}
S_1^2 &= \frac{1}{g}(r_1^2 + f_0 + h... + f_{m-1}^1) \\
S_2^2 &= \frac{1}{g}(r_2^2 + f_0 + h + ... + f_{m-1}^1 + f_1^2) \\
&... \\
S_m^2 &= \frac{1}{g}(r_m^1 + f_0 + h + ... + f_{m-1}^1 + f_1^2 + ... + f_{m-1}^2)\,.
\end{aligned}$$

Donc les signaux moyennés du groupe 1 et 2 peuvent s'écrire :

$$S^1 = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} S_i^1 = \frac{1}{g}\left[f_0 + \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} r_i^1 + \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m-1}(m-i)f_i^1)\right]$$

et

$$S^2 = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} S_i^2 = \frac{1}{g}\left[f_0 + \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} r_i^2 + h + \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m-1}(m-i)f_i^2 + \sum_{i=1}^{m-1} f_i^1\right]$$

Le flux F_e s'exprime donc comme :

$$F_e = \frac{1}{T_{exp}}\left[\frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m}\left(r_i^2 - r_i^1\right) + h + \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m-1}\left(if_i^1 + (m-i)f_i^2\right)\right].$$

La variance de F_e est elle donnée par :

$$Var(F_e) = \frac{1}{T_{exp}^2}\left[Var(h) + \frac{1}{m^2}Var\left(\sum_{i=1}^{m-1}\left(if_i^1 + (m-i)f_i^2\right) + \sum_{i=1}^{m}\left(r_i^2 - r_i^1\right)\right)\right].$$

Puis comme les bruits de lectures ne sont pas corrélés et que les f_i^k sont stochastiquement indépendants :

$$= \frac{1}{T_{exp}^2}\left[\bar{h} + \frac{2\sigma_r^2}{m} + \frac{1}{m^2}\sum_{i=1}^{m}\left(i^2 Var(f_i^1)\right) + \frac{1}{m^2}\sum_{i=1}^{m}\left((m-i)^2 Var(f_i^2)\right)\right].$$

En remplaçant par les variances correspondantes en fonction de leurs lois de probabilité :

$$= \frac{1}{T_{exp}^2}\left[\frac{2\sigma_r^2}{m} + \bar{h} + \frac{\bar{f}}{m^2}\sum_{i=1}^{m} m^2 - 2mi + 2i^2\right].$$

Finalement :

$$Var(F_e) = \frac{1}{T_{exp}^2}\left[\frac{2\sigma_r^2}{m} + \bar{h} + \frac{(m-1)(2m-1)}{3m}\bar{f}\right].$$

Puisque h est le nombre d'électrons accumulés entre la dernière image du groupe 1 et la première image du groupe 2, il est possible de l'exprimer en fonction de $\bar{f}$ tel que :

$$\bar{h} = (n-2m)\,\bar{f}\,.$$

Finalement l'incertitude sur la mesure du flux en électrons par la méthode Fowler-M est :

$$\begin{aligned} \sigma_{F_e} &= \frac{1}{T_{exp}}\sqrt{\frac{2\sigma_r^2}{m} + ((n-2m)+k)\,\bar{f}}, \\ \text{avec} \quad k &= \frac{(m-1)(2m-1)}{3m}. \end{aligned} \tag{A.4}$$

B. Cartes des matrices d'IPC par pixel

Dans cette annexe sont présentées les cartes des matrices d'IPC par pixel pour le détecteur H2RG sur la figure B.1 et pour le détecteur ALFA sur la figure B.2. Sur chaque figure sont affichées 9 cartes qui correspondent aux 9 coefficients de la matrice h d'IPC. Pour chacune de ces cartes, le coefficient de la matrice d'IPC de chaque pixel est affiché. Pour les 2 détecteurs, les variations des 8 coefficients α_i sont très similaires à celles du coefficient central, décrites dans le chapitre 4.

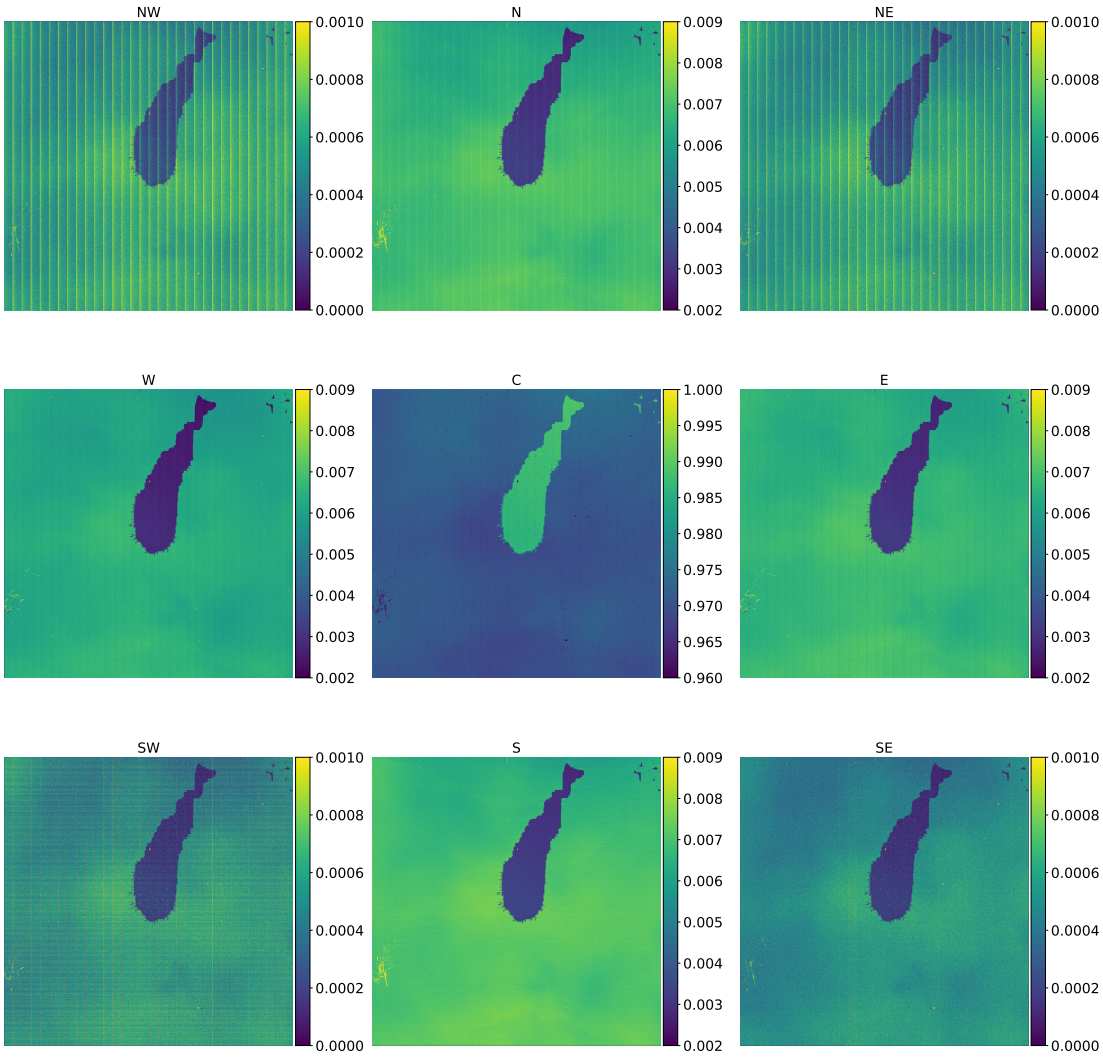


FIGURE B.1. – Pixels utilisés pour effectuer la correction du fond du détecteur H2RG.

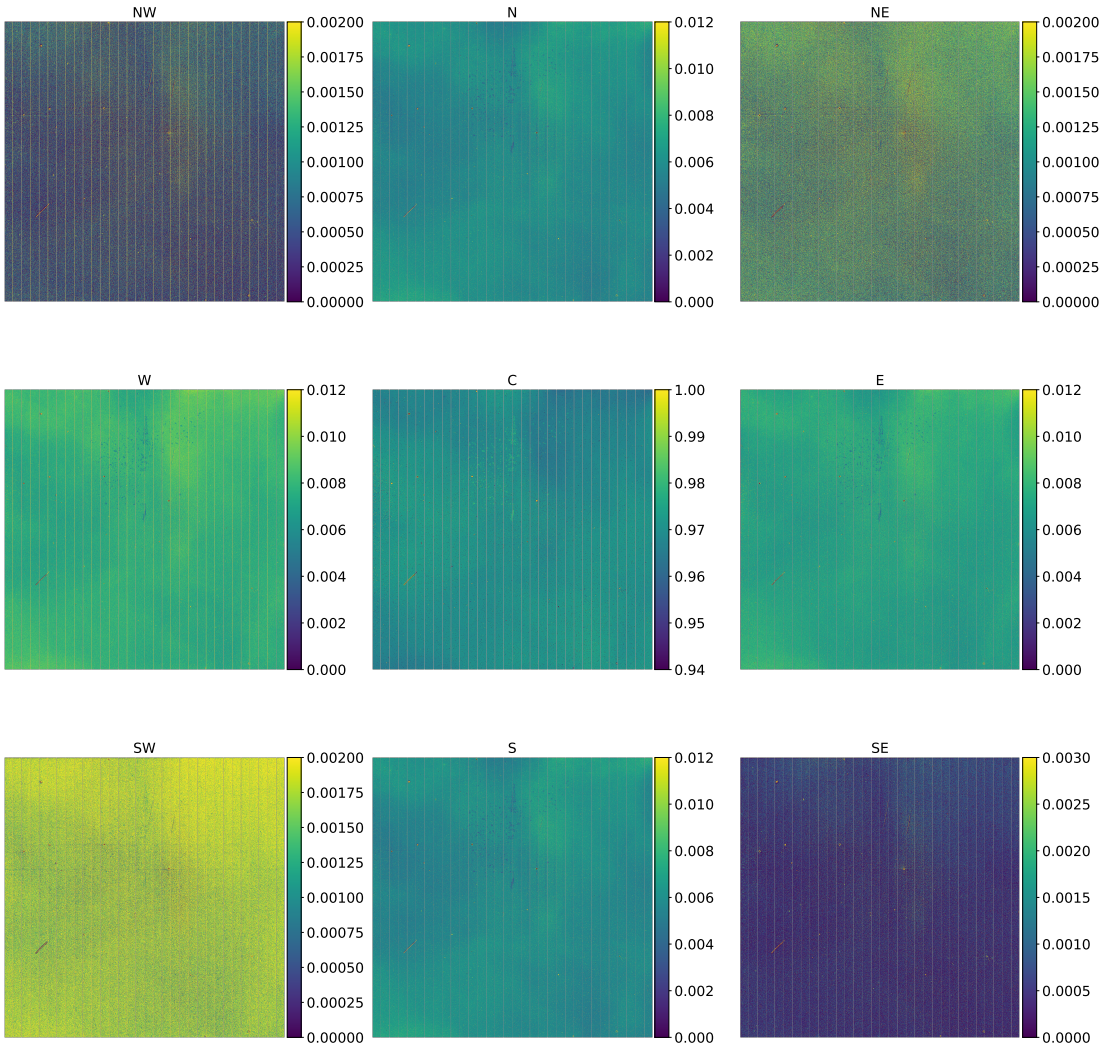


FIGURE B.2. – Pixels utilisés pour effectuer la correction du fond du détecteur ALFA.